

THE BINAURAL SUMMATION OF SPEECH SIGNALS

by J. P. A. LOCHNER and J. F. BURGER

National Physical Research Laboratories, Pretoria, South Africa

Summary

It is generally accepted that a signal in two ears sounds twice as loud as the same signal in one ear, which of course assumes a loudness summation.

The present work indicates, however, that as far as intelligibility is concerned, speech signals in the two ears are added on a power basis. It is also found that the binaural directional sensitivity of the hearing system is determined by this power summation characteristic in conjunction with the purely physical directional characteristics of the individual ears.

Sommaire

On admet généralement qu'un signal reçu dans les deux oreilles paraît deux fois plus intense que le même signal reçu par une oreille, ce qui en somme suppose une addition des intensités.

Le présent travail montre que, quand il s'agit de signaux parlés intelligibles, ils s'additionnent dans les deux oreilles en fonction de leur puissance. On a ainsi trouvé que la sensibilité directive binaurculaire du système auditif est déterminée par les caractéristiques directionnelles purement physiques de chaque oreille en particulier.

Zusammenfassung

Es wird allgemein angenommen, daß ein Signal bei zweiohrigem Hören doppelt so laut erscheint als bei einohrigem Hören; dies setzt eine Lautheitssummierung voraus.

Die vorliegende Arbeit zeigt jedoch, daß jedenfalls für die Wahrnehmbarkeitsschwelle bei Sprachsignalen an beiden Ohren ein Leistungsgesetz für die Addition gültig ist. Es wurde weiterhin gefunden, daß die Richtcharakteristik des Gehörs bei zweiohrigem Hören durch die Richtcharakteristiken der einzelnen Ohren bestimmt wird.

1. Introduction

The monaural-binaural summation characteristics of the hearing system are conventionally determined by noting the difference in level between two subjectively equally loud sounds, one presented to one ear and the other presented to both ears. Early loudness scales were based on such measurements and on the assumption that the loudness experienced when using two ears will be double that when using one ear [1]. This assumption seemed to be justified as a loudness scale obtained thus agreed very well with scales obtained by other techniques.

GARNER questions the assumption that the loudness in two ears is twice that in one, for a given tone [2]. He postulates that the loudness for binaural listening is $\sqrt{2}$ times the loudness for monaural listening to fit in with his proposed λ loudness scale. According to his scale however, a tone having a loudness level of 40 phons when heard in one ear has a loudness level of 50 phons when it is heard with both ears, as is the case with the Sone scale assuming a monaural-binaural summation of loudness.

Whatever the relation between loudness and signal level, it should not affect the relations between

monaural and binaural levels for equal loudness. The present investigation showed, however, that a loudness balance is not as simple and reliable as is often assumed. When similar signals are presented in a similar way their loudnesses can be balanced fairly accurately but this is not the case when they are presented monaurally and binaurally. The results obtained are interpretations of individual observers which might vary widely from one another.

As far as speech is concerned there is a relation between sensation level and the intelligence conveyed to the observer. Intelligibility, which can be measured more accurately than a mere judgement of loudness, probably gives a better indication than a loudness balance of how signals received by the two ears are integrated to furnish the total result.

A loudness balance at the threshold of hearing is easier than at higher levels for the simple reason that the observer either hears or does not hear the signal. At higher levels it is a matter of interpretation and the loudness seems to depend on the character of the signal and the way in which it is presented (either monaurally or binaurally).

Loudness balances at threshold and articulation tests at different levels indicate that for speech, and random noise with the same spectrum as that of

speech, the powers received by the two ears are added to furnish the resultant intelligibility level. This seems to be closely related to our previous finding that, under binaural listening conditions, the hearing system adds a speech signal and its echoes, within a certain period, on a power basis [3].

The present investigation also indicates that the binaural directional sensitivity of the hearing system depends on the addition of powers received by the two ears.

2. Monaural-binaural loudness balances

The monaural-binaural loudness balance was one of the techniques used by FLETCHER [1] to determine his "true loudness scale" which is now commonly known as the sone scale. The test consists of noting the difference in level, for equal loudness, of a signal first applied to one ear and then to two ears of a typical observer. A typical observer implies that the two ears are alike in sensitivity. The argument was that "if loudness is proportional to the total nerve energy sent to the brain, then it follows that the loudness experienced when using two ears will be double that when using one ear". This technique and assumption were thus used to determine the relation between loudness and signal level for a large number of observers, yielding the loudness scale.

2.1. Loudness balances with pure and complex tones

The level steps for double loudness on the sone scale as given by FLETCHER ([1] p. 192) have been plotted in Fig. 1 (curve a) against loudness level. According to the above arguments this would be the average level differences recorded in monaural-binaural balances at different loudness levels.

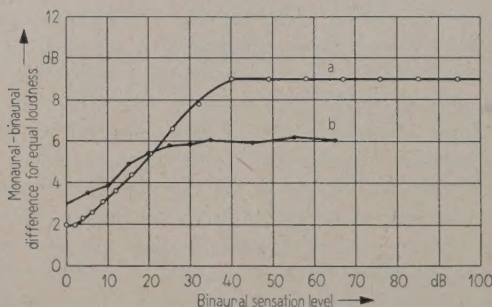


Fig. 1. Binaural summation of loudness as a function of sensation level. Curve (a) was deduced from the sone scale assuming that a tone in two ears sounds twice as loud as a tone in one ear. Curve (b) gives averages at 500, 1000 and 1500 c/s as obtained by CAUSSÉ and CHAVASSE.

Another set of measurements obtained by CAUSSÉ and CHAVASSE [4] are plotted in Fig. 1 (curve b). The data present averages of results at 500, 1000 and 1500 c/s.

2.2. Loudness balances with speech and random noise

Loudness balances were carried out in this laboratory using recorded speech and random noise filtered to have the same spectrum as that of speech. The signal was presented alternatively to one and two ears and the signal in the one ear adjusted until the observer indicated equal loudness. The test was repeated for the other ear at each level and the monaural-binaural difference for equal loudness as recorded, was that between the average for the two single ears and the two ears acting together.

The results of four observers using a speech signal are presented in Fig. 2 and the results for the same four observers using a filtered random noise signal are presented in Fig. 3. The averages for the four observers using speech and random noise signals are presented in Fig. 4.

During the tests it became clear that the same signal sounded entirely different when presented monaurally and binaurally and that it was as a result extremely difficult to judge when the signals were equally loud. From the curves of Figs. 2 and 3 it is

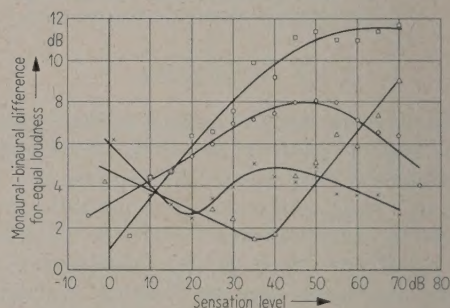


Fig. 2. Monaural-binaural loudness balance curves for four observers (\square \circ \times \triangle) using normal speech signals.

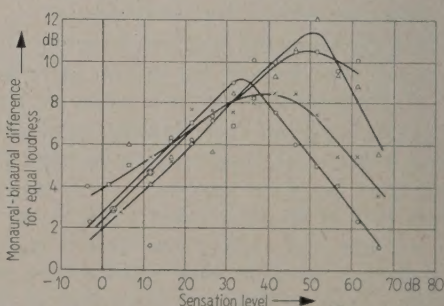


Fig. 3. Monaural-binaural loudness balance curves for four observers (\square \circ \times \triangle) using random noise signals with the same spectrum as that of speech as signal.

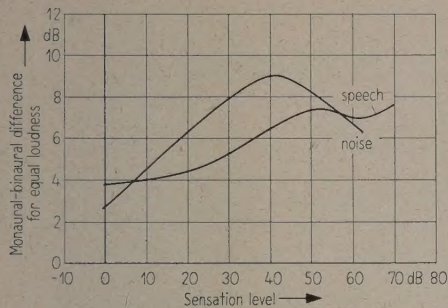


Fig. 4. Average monaural-binaural loudness balance curves for four observers using speech and random noise with the same spectrum as that of speech as signal.

clear that each observer sets his own criterion for equal loudness and judges according to that criterion. The average curves of Fig. 4 are different from the curves of Fig. 1 and differ from each other. It therefore appears as though the results of a monaural-binaural balance depend not only on the frequency composition of the signal but also on its nature. The results vary widely from observer to observer. If, however, a large enough number of observers are used, a consistent average could be expected.

3. Intelligibility of speech for one and two ear listening

A loudness balance, except at threshold perhaps, is not the best way to study the summation characteristics of the hearing system for the reasons mentioned above. More definite and definitely more reliable results are obtained from articulation tests.

Articulation tests, using Afrikaans monosyllable word lists, were carried out in order to determine

the summation characteristics of the hearing system. Curves (a) and (b) of Fig. 5 give the average percentage articulation for eight observers for binaural and monaural listening respectively at different levels relative to the threshold for binaural hearing. Again the monaural count registered is the average of the two individual ears of an observer.

There is a horizontal shift between the two curves which indicates that a higher level is required for one ear listening to give the same intelligibility as for two ear listening. This horizontal shift was plotted against sensation level in Fig. 5 (curve c).

In order to determine summation characteristics at higher levels identical spectrums of incoherent random noise were injected into the two earphones. The resultant articulation scores for eight observers are given by curves (d) and (e) in Fig. 5. The level difference for equal intelligibility under monaural and binaural listening conditions at different levels is given by curve (f) of Fig. 5.

It will be noted that the slopes of curves (d) and (e) are steeper than those of curves (a) and (b). This might be due to the fact that a slightly different technique was deliberately employed to obtain the two sets of curves. In spite of the different techniques used the results obtained are consistent.

From curves (c) and (f) of Fig. 5 it is clear that over the central portions of the articulation curves there is, within experimental accuracy, a level difference of 3 dB for equal intelligibility between monaural and binaural articulation curves. This means that as far as the intelligibility of speech is concerned, the sound powers received by the two ears are added to give the binaural results.

4. Dependence of summation characteristics on apparent lateral position

It has just been shown that, where equal speech signals are received by the two ears, their energies are added to furnish the resultant intelligibility. The apparent sound source, when earphones are used, is in the middle of the head. The question now arises whether the same summation characteristics will hold when the apparent sound source is not in the middle of the head but displaced to one side. To answer this question the following tests were carried out.

Identical speech signals were applied to the two ears but the relative time of arrival was varied from $-600\text{ }\mu\text{s}$ to $+600\text{ }\mu\text{s}$ which has the effect of shifting the apparent sound source from the one ear to the other. Articulation tests were carried out varying the time delay in steps of $200\text{ }\mu\text{s}$ and at a level sufficient to furnish approximately 50% articulation and the percentage articulation variations con-

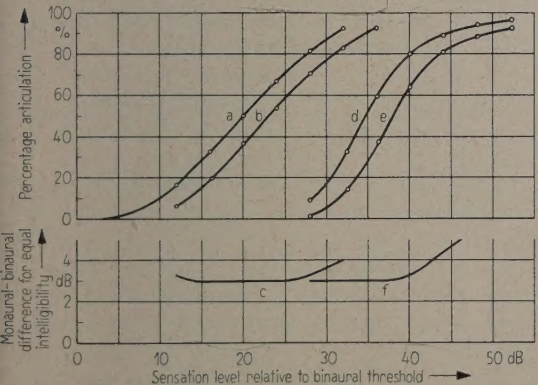


Fig. 5. Average curves for eight observers of intelligibility for binaural and monaural listening as well as the monaural-binaural difference for equal intelligibility vs. sensation level relative to the binaural threshold (see text).

verted to dB variations by dividing with the slope factor of 4,3% per dB.

Fig. 6 gives the curve of effective level variation in dB vs. time difference between the two ears. The

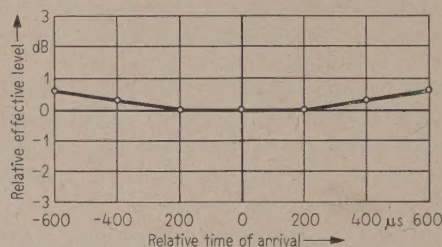


Fig. 6. Curve of relative effective level of binaural signal vs. relative time of arrival at the two ears.

points are average values for the left and right ears of eight observers. From this curve it appears as though the summation characteristics are, within experimental error, independent of the apparent lateral position of the sound source. It can thus also be expected that the summation characteristics of the hearing system will be independent of the direction of the sound source under free field listening conditions.

5. Directional sensitivity of the hearing system

In everyday life we use two ears and are able to concentrate on any particular sound that we would like to listen to. The earphone tests suggest that if an observer concentrates on a sound source in any given direction then the sound powers received by the two ears are added to furnish the resultant intensity. To obtain further confirmation of this fact the following tests were carried out.

5.1. Directional threshold tests on one and two ears

A high quality loudspeaker suspended from a boom was rotated round an observer seated in an anechoic chamber and thresholds of hearing determined at 30° intervals, first for his left ear alone, then for his right ear alone and then for both ears. Random noise, filtered to have the same frequency spectrum as that of speech, was used. The ear not under test was sealed off with modelling clay.

The average results for eight observers are presented in Fig. 7 for the two independent ears and in Fig. 8 for the two ears working together.

5.2. Directional Articulation tests with two ear listening

The same arrangement in the anechoic chamber was used to carry out articulation tests at 30° intervals using Afrikaans monosyllabic word lists pre-

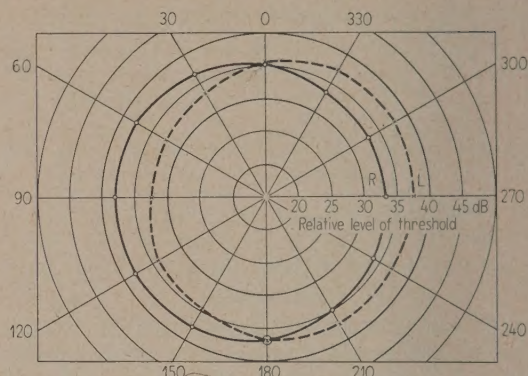


Fig. 7. Average relative threshold levels in different directions for the left and right ears of eight observers.

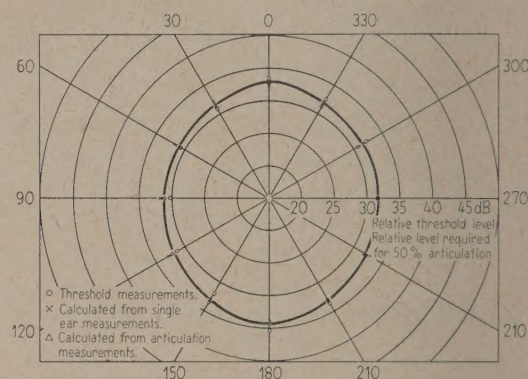


Fig. 8. Average relative binaural directional sensitivity for eight observers.

sented at a level that would furnish approximately 50% scores. The variation in percentage articulation was converted to dB variations by dividing by an experimentally obtained free field slope factor of 5.8% per dB. The average points for eight observers are presented in Table I and Fig. 8.

5.3. Calculation of directional sensitivity assuming a summation of powers

Let α_L and α_R be factors by which the monaural free field threshold sound intensities I_L and I_R (for the left and right ears respectively) are multiplied for a given angle of incidence so giving the minimum stimulus required by the brain for detection of the signals. It is assumed that this minimum stimulus is constant and independent of whether the left, the right or both ears are used, and that under binaural conditions the energies from the two ears are added.

If, for any given azimuthal angle Φ the monaural threshold intensities are I_L and I_R and the binaural

Table I.
Average directional sensitivity of hearing system for 8 observers.

		Relative threshold in dB at											
		0°	30°	60°	90°	120°	150°	180°	210°	240°	270°	300°	330°
1	Right ear, Random noise, measured	35.2	36.6	37.9	38.1	38.2	37.8	36.9	35.0	33.9	33.2	33.0	33.1
2	Left ear, Random noise, measured	35.5	33.4	32.5	32.5	33.8	34.8	36.8	37.4	37.0	37.5	37.8	37.3
3	Two ears Random noise, measured	33.2	30.9	30.6	30.1	31.3	32.0	35.3	33.4	31.8	31.7	32.0	32.4
4	Two ears, Random noise, calculated from 1 and 2	32.3	31.7	31.4	31.5	32.5	33.0	33.8	33.0	32.2	31.8	31.8	31.7
5	Two ears, Articulation tests, measured	33.5	31.4	30.7	31.1	31.4	33.3	34.1	32.9	32.1	31.9	30.7	31.3

threshold intensity is I , then we have

$$\alpha_L I_L = \alpha_R I_R = \alpha_L I + \alpha_R I$$

i. e.
$$I = \frac{\alpha_L I_L}{\alpha_L + \alpha_R} = \frac{I_L I_R}{I_R + I_L} \tag{1}$$

Expressed in dB the just detectable level is given by

$$L = L_L + L_R - 10 \log \left(\log^{-1} \frac{L_L}{10} + \log^{-1} \frac{L_R}{10} \right) \tag{2}$$

On this basis the directional sensitivity of the two ears working together was calculated from the directional sensitivity of the two ears acting independently. The results are presented in Table I and Fig. 8. It is clear that the calculated results agree very well with the results of threshold and articulation tests.

6. Conclusions

From the present investigation the following conclusions can be drawn:

- (1) Articulation techniques may provide a more satisfactory means for studying the binaural summation characteristics of the hearing system than loudness balance procedures.
- (2) Whatever the monaural-binaural loudness relations may be the process involved seems to be a power addition. As far as the intelligibility of speech is concerned the effective power

for two ear listening is equal to the sum of the powers of coherent speech signals received by the two ears independently.

(3) This summation characteristic holds for ear-phone as well as free field listening and is independent of apparent lateral position or direction of the sound source.

(4) An observer can concentrate on a sound source equally well in all directions and his sensitivity of hearing in any direction depends merely on the physical directional characteristics of his two ears and nothing else.

(5) The hearing system is slightly more sensitive toward the sides than to the front, which may partially explain why a person turns his one ear towards a speaker when he cannot hear very well what is being said.

(Received December 12th, 1960.)

References

[1] FLETCHER, H., Speech and Hearing in communication. Van Nostrand, 1958, p. 189.
[2] GARNER, W. R., Technique and a scale for loudness measurement. J. Acoust. Soc. Amer. 26 [1954], 73.
[3] LOCHNER, J. P. A. and BURGER, J. F., The subjective masking of short time delayed echoes by their primary sound and their contribution to the intelligibility of speech. Acustica 8 [1958], 1.
[4] HIRSH, I. J., The measurement of hearing. McGraw-Hill, 1952, p. 237.

UN TYPE DE REACTION ENDOCRINIENNE ET METABOLIQUE A L' AGRESSION SONORE

par P. BUGARD

Communication au GALT

Sommaire

La bruit se montre capable de provoquer chez le jeune porc d'élevage, un état endocrinométabolique, déjà observé avec d'autres agressions de l'environnement, et qui est caractérisé par une rétention hydro-sodique avec hyperaldostérisme, déficit du bilan du potassium, et parfois myopathie métabolique.

A égalité de niveau sonore (90 dB), les réactions sont plus marquées lorsque les bruits ont une valeur anxiogène pour l'animal: c'est le cas lorsqu'on lui fait entendre des cris de détresse enregistrés, alors que l'audition d'un bruit d'avertisseur de même intensité ne donne que des réactions très limitées.

Zusammenfassung

Es ist möglich durch Geräusche bei jungen Zuchtschweinen eine Veränderung der inneren Sekretionen hervorzurufen, die schon bei anderen äußeren Einwirkungen beobachtet werden konnte und die sich durch eine Salz-Wasserretention verbunden mit einer erhöhten Ausschüttung von Aldosteron, einen Mangel an Kalium und eine krankhafte Muskelveränderung charakterisieren läßt.

Bei gleicher Schallintensität (90 dB) tritt die Wirkung deutlicher auf, wenn die Geräusche mit einem Ausdruck der Angst für das Tier verbunden sind: zum Beispiel, wenn man es aufgenommene Angstschreie hören läßt. Dagegen zeigen Warnrufe gleicher Intensität nur sehr begrenzte Wirkungen.

Summary

It is possible by means of noise to bring about a change in the inner secretions of young breeding pigs, and this has already been observed with other external influences and it is characterised by a retention of salt water with an increase of aldosterone a deficiency of potassium and a loss of muscular control.

At equal noise levels (90 dB) the reactions are most marked when the noises have an anxiety value for the animal; this is the case for example when it is subjected to cries of distress, on the other hand ordinary warning calls of equal intensity have very restricted effect.

1. Introduction

Nous avons étudié les troubles généraux de l'agression sonore dans diverses espèces animales (chien, lapin, cobaye) et mis en évidence un syndrome réactionnel où interviennent le système nerveux central, les systèmes corrélatifs autonome et endocrinien, et par voie de conséquence, les grands métabolismes. Le présent travail a été entrepris chez le porc d'élevage, matériel de choix dans l'étude de la physio-pathologie de l'agression.

Ainsi que nous y avons insisté, on peut envisager l'agression sonore sous deux aspects:

Un aspect spécifique, qui concerne l'action directe des vibrations sonores sur l'organe récepteur, qui est l'oreille: dans cet esprit, la *fatigue des récepteurs acoustiques*, phénomène réversible, et le traumatisme acoustique, phénomène irréversible, sont deux *manifestations spécifiques*, c'est-à-dire directement en rapport avec l'agent acoustique, et qui dépendent des composantes physiques du bruit

(fréquence, intensité, durée), mais aussi de la fragilité particulière de l'oreille.

Un aspect non-spécifique, qui concerne la diffusion, et la propagation à distance dans l'organisme, du stimulus sonore, par des voies d'abord nerveuses, et ensuite neuro-humorales. Le bruit, facteur d'alarme, inonde l'organisme de messages corticaux, sous-corticaux, autonomiques, et hormonaux, qui frappent les cibles métaboliques des tissus périphériques.

Le porc jeune d'élevage est un excellent animal d'expérience, de par sa sensibilité, en partie due aux perturbations hormonales génétiques, apportées par la sélection zootechnique.

On observe en effet chez cet animal:

Une hypophyse riche en hormone de croissance, et en hormone antidiurétique, mais pauvre en ACTH dans certaines lignées qui présenteront des réactions post-agressives anormales.

Des surrénales dont la sécrétion glycocorticoïde est faible, le cortex étant orienté surtout sur

la production de minéralocorticoïdes, et notamment d'aldostérone.

Une thyroïde instable, car la sécrétion est balancée entre le besoin de l'organisme en hormone thyroïdienne nécessaire à la croissance, et le danger d'une thyrotoxicose catabolisante, et freinatrice du développement staturo-pondéral.

Un système autonome dont l'instabilité tient aux mêmes raisons: la croissance et l'anabolisme se font sous le signe du parasympathique, mais le sujet peut présenter à l'occasion d'agressions, des réponses adrénurgiques désordonnées.

Un métabolisme tissulaire orienté vers l'anabolisme protidique, lipidique et glucidique, et des phénomènes de croissance rapides et importants.

Une perméabilité anormale des membranes cellulaires, et une instabilité de l'équilibre hydro-électrolytique.

On peut ainsi provoquer chez cet animal, à l'aide de stimuli agressifs, et notamment du bruit, un syndrome biologique et clinique, marqué d'abord par une rétention hydro-sodique avec antidiurèse et hyperaldostéronisme, puis par une fuite du potassium intracellulaire, et finalement par une débacle hydro-saline, une asphyxie des processus cellulaires en aérobiose, et par une myopathie endocrino-métabolique visible cliniquement et anatomiquement.

Il est donc possible, à partir d'une incitation auditive chez l'animal prédisposé génétiquement, d'aboutir par des voies complexes et des relais multiples, à une atteinte globale de la musculature striée et du myocarde qui est assez grave pour entraîner parfois la mort subite de l'animal.

Les phénomènes n'atteignent jamais cette gravité chez l'homme, mais on doit tenir compte aussi chez lui de l'importance des messages autonomiques, hormonaux et métaboliques provoqués par le stimulus acoustique, si l'on veut comprendre la nature des phénomènes non-spécifiques du bruit.

Bien que LEHMANN ait montré que chez l'homme le stimulus acoustique avait des répercussions autonomiques qui pouvaient échapper à la conscience, et provoquer des réactions vaso-motrices, sans qu'un jugement défavorable soit porté sur le bruit en question, il est bien évident que ces manifestations végétatives seront d'autant plus intenses que le bruit sera jugé désagréable.

Dans ce difficile domaine, on doit accueillir avec intérêt toutes les expériences capables de nous renseigner sur les effets non spécifiques du bruit, qu'ils s'accompagnent ou non de réactions émotionnelles.

Il était donc intéressant de vérifier chez le porc dont on connaît l'émotivité, les réactions générales provoquées par le bruit. L'apparition chez lui d'une

myopathie dégénérative, est le meilleur exemple que l'on puisse trouver de la diffusion du stimulus acoustique vers un organe très éloigné de l'oreille, à travers des voies nerveuses, endocriniennes et métaboliques.

2. Conditions de l'expérience sonore

On a donc suivi en parallèle, à l'aide de la méthode des bilans précédemment décrite ([6], [13] à [18]) 3 sujets jumeaux de la même portée, pendant une période de 10 jours. Le premier est simplement immobilisé dans sa cage, le second est soumis à l'action du bruit, le troisième est sacrifié d'emblée, afin de vérifier l'état initial de la musculature.

Le problème qui se posait consistait à apprécier l'action agressive du bruit en tant que phénomène physique, et la valeur anxiogène de certains bruits, à égalité de niveau sonore.

Autrement dit était-ce le stimulus acoustique, ou l'information contenue dans le message, qui agissait le plus sur l'ensemble de l'organisme? Dans cet esprit on a étudié l'action comparée de trois types de bruits émis au même niveau sonore (85 à 90 dB) :

des cris d'animaux, effarouchés,
les mêmes cris repassés sur bande magnétique,
un bruit de klacson.

a) Les essais ont été conduits dans un grand abattoir moderne.

Le sujet en expérience est mis en cage, dans la salle où les animaux nouvellement arrivés de différents élevages attendent d'être abattus. Cette dernière opération se fait par électro-choc et saignée, dans une autre pièce, hors de la vue des congénères, et sans aucun cri des victimes. Plusieurs centaines d'animaux sont ainsi tués entre 4 h du matin et midi, dans les conditions les moins cruelles.

Il règne néanmoins une grande anxiété dans la salle d'attente, où les animaux font leur entrée par groupe d'une vingtaine. L'agitation et les cris apparaissent sous forme de vague émotionnelles qui durent une dizaine de minutes, et qui sont séparées par des phases plus calmes de résignation pendant lesquelles le niveau de bruit est de l'ordre de 75 dB. Au moment des cris et de l'agitation, le niveau de bruit s'élève entre 85 et 90 dB, avec des pointes à 93 dB. Ces appels de détresse, de tonalité aiguë, ont comme on le voit une intensité importante. Ceci constituait le premier type de bruit.

b) A partir de 12 h le sacrifice est terminé et le calme revient dans l'abattoir, avec un niveau de bruit moyen de 50 dB. A partir du 4ème jour, on fait alors entendre dans l'après-midi à l'animal en expérience, une fois par heure, une séquence de cris de porcs enregistrés sur bande magnétique, qui cor-

respond à l'une des vagues de bruit du matin. L'audition dure 10 minutes, et elle est émise au niveau sonore originel (85 à 90 dB). Le deuxième type de bruit est donc la reproduction du premier. Il manque seulement la présence réelle des animaux.

c) De 18 h à 4 h du matin, au lieu de faire entendre au sujet, les bruits enregistrés, on le soumet à une sonnerie d'alerte de klacson, d'une durée de 30 secondes environ, répétée plusieurs fois par heure, et émise toujours au même niveau sonore (85 à 90 dB).

Les 10 jours d'expérience sont coupés par une période d'inactivité de l'abattoir correspondant à la matinée du samedi et à la journée complète du dimanche, où le calme et le silence prennent la place de la bruyante agitation des autres matins; aucun stimulus acoustique n'est présent.

Le témoin, immobilisé lui aussi dans une cage à métabolisme est demeuré dans un local à la même température, sans bruit, et sans agitation, où le niveau sonore était en moyenne de 50 dB pendant le jour, et de 40 dB pendant la nuit (Fig. 1).

3. Action non spécifique du bruit chez le porc

3.1. Réactions émotionnelles

Le porc est très sensible à l'agression sonore, mais tous les bruits n'agissent pas chez lui de la même façon.

Le bruit réel des porcs effarouchés à un effet anxiogène très marqué sur le sujet en observation.

Dès le début de l'expérience, il participe à l'agitation ambiante du matin; le bruit est pour lui un des éléments d'information, d'une situation dramatique, et probablement le plus évocateur; le stimulus acoustique est associé par le sujet aux autres informations sensorielles (visuelles et olfactives).

L'émotion est créée par une situation alarmante réellement vécue.

L'écoute des mêmes bruits enregistrés, provoque la même réaction d'alarme que le bruit réel: oreilles tendues, position debout sur les pattes, recherche anxieuse de la cause. Le haut-parleur qui émet les cris enregistrés n'étant pas identifié comme source de bruit, l'animal revit la scène du matin: les cris

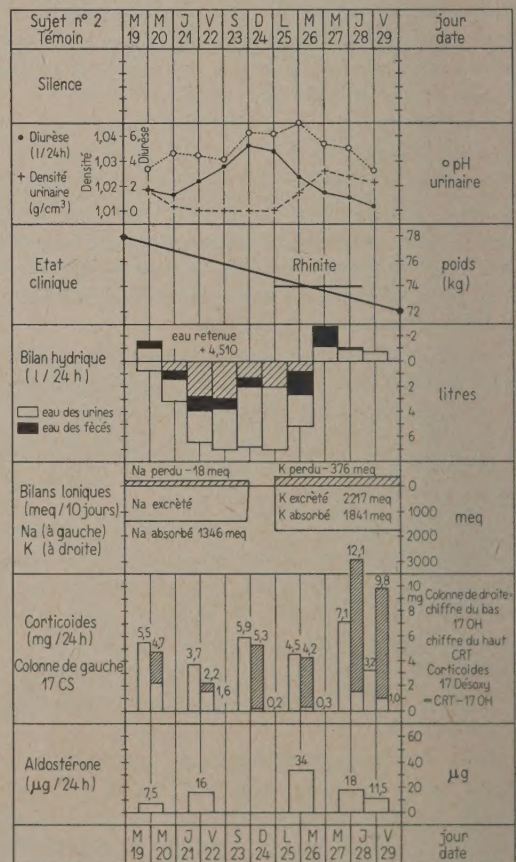
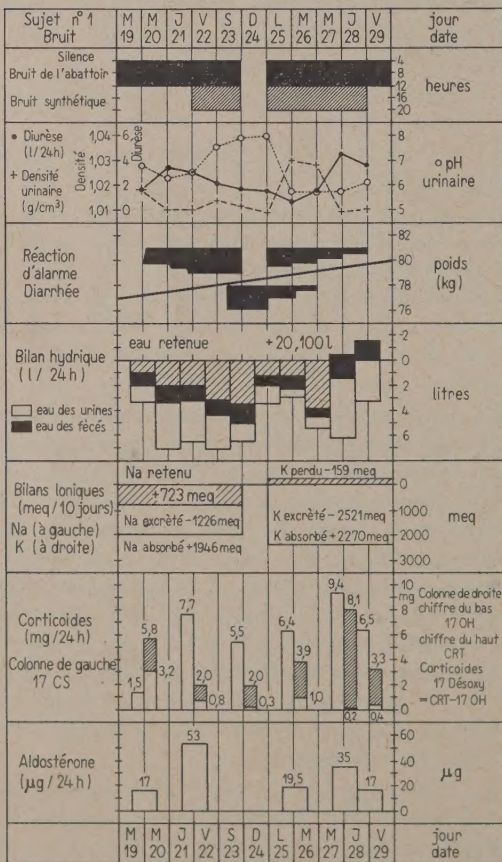


Fig. 1. Réactions endocriniennes et métaboliques du sujet soumis au bruit et de son témoin. On notera l'hyperaldostéronisme (58 µg/24 h) la rétention hydrique (+20,1 litre) et sodique (+723 meq) du sujet soumis au bruit. L'expérience a duré 10 jours.

enregistrés recréent pour lui la situation initiale malgré l'absence des autres animaux. La réponse émotionnelle aux cris enregistrés est très forte pendant 2 jours. Après le silence reposant du dimanche, les bruits réels, et les mêmes bruits enregistrés montrent de nouveau leur effet anxiogène. L'accoutumance ne survient qu'au 8ème jour de l'expérience. A partir de ce moment, l'animal ne prête plus d'attention à aucun bruit.

D'une manière générale le contenu émotionnel du message semble donc l'emporter sur les composantes purement physiques du bruit, et ceci à égalité de niveau sonore ainsi que le montre l'effet comparé de l'avertisseur.

Les coups d'avertisseur émis au même niveau sonore (85 à 90 dB) malgré qu'ils tranchent sur le fond calme de la nuit, n'ont qu'un effet très limité sur l'animal: l'accoutumance y est très rapide et se fait en quelques minutes. Une augmentation de niveau de 5 dB, provoque une nouvelle réaction, qui se dissipe en quelques nouvelles minutes. Il s'agit d'un bruit manifestement étranger au répertoire de l'animal, et dépourvu pour lui de valeur d'information, malgré qu'il soit aussi intense.

3.2. Réaction somatique

A partir du second jour de l'audition des cris réels et des cris enregistrés, l'animal en expérience présente, pendant trois jours, une forte diarrhée. Les germes en cause, contrairement aux apparences cliniques, qui pouvaient faire croire à une *Salmonelle*, sont des colibacilles banaux, qu'on identifie par leurs caractères culturels.

Après abattage, l'intestin grêle montrait une congestion importante, et un amincissement des parois, qui étaient recouvertes d'un abondant mucus de nature mucopolysaccharidique.

Fait important, la moëlle osseuse et le muscle, qui sont normalement stériles, étaient envahis par la même souche de colibacilles isolée dans l'intestin, ainsi que par quelques diplocoques et streptocoques fécaux. Il existait enfin de la congestion du poumon.

Il s'agissait donc d'une septicémie, avec pneumoentérite, due non pas à un germe pathogène, mais à la diffusion dans tout l'organisme d'un germe banal de l'intestin.

L'état général est resté néanmoins assez satisfaisant, et l'animal a pris 3 kg en 10 jours. On notera que le porc témoin n'a pas présenté de diarrhée.

Bilans métaboliques et endocriniens

Le bilan hydrique est marqué chez le sujet en expérience par une rétention considérable d'eau qui dépasse 20 litres en 10 jours, malgré une consommation d'eau normale et, dans les tous derniers jours, l'apparition d'une polyurie riche en potassium.

La rétention sodique est également considérable et elle atteint 723 meq en 10 jours.

L'aldostéronurie qui est normale le premier jour (17 μ g), s'élève le second jour, à 53 μ g/24 h, et va de pair avec la rétention hydro-sodique: on ne peut nier son caractère émotionnel.

Le reste du tableau hormonal est caractérisé par des 17 céstéroïdes et des 17 hydrocorticoïdes urinaires abaissés, ainsi que des 17 desoxycorticoïdes élevés en fin d'expérience au moment de la polyurie riche en potassium.

Du point de vue histologique le sujet présentait les signes classiques de la myopathie en cours d'installation, une atteinte de l'hypothalamus, une hypophyse avec de nombreux éléments cellulaires en voie de dégénérescence, une faible activité acidophile, et au contraire des cellules basophiles très actives.

La thyroïde était faiblement active ainsi que la zone fasciculée du cortex surrénal. Il existait une néphrite glomérulo-épithéliale avec dégénérescence granuleuse de la plupart des néphrocytes. Enfin on a insisté sur des lésions irritatives très particulières de l'intestin.

4. L'Animal laissé dans le silence

Le sujet qui n'a pas été soumis au bruit, a relativement mal toléré son séjour en cage, il a perdu 6 kg en 10 jours et il a présenté aussi une myopathie en cours d'installation. On touche du doigt l'extrême sensibilité du jeune porc d'élevage, et la difficulté de séparer les causes de la réaction non spécifique. Néanmoins les réactions métaboliques du témoin sont beaucoup moins considérables que celles du sujet exposé au bruit: 4,5 litres d'eau seulement sont retenus en 10 jours. Vers la fin de l'expérience ce sujet refuse nourriture et boisson. Son bilan ionique global est négatif, contrairement au sujet exposé au bruit: 18 meq de sodium sont perdus en 10 jours, et 376 meq de potassium.

Les corticoïdes montrent chez lui, au début de l'expérience, l'aspect habituel chez le jeune porc mâle castré: les corticoïdes 17 desoxy s'élèvent à la fin de l'expérience jusqu'à 10,6 mg/24 h, ce qui cadre bien avec la déperdition potassique.

L'aldostérone qui est basse au départ (7 μ g/24 h) s'élève lentement pour atteindre 34 μ g au 6ème jour; ces valeurs moins élevées que chez le sujet soumis au bruit s'accordent bien avec le bilan sodique en léger déficit.

On note aussi chez le témoin une néphrite glomérulaire et tubulaire, une hypophyse dont les cellules acidophiles sont assez actives: le cortex surrénal possède une glomérulée épaisse, et une fasciculée plus secrétante que chez le sujet soumis au bruit, ce

qui est à rapprocher de l'excrétion un peu plus élevée des 17 OH corticoïdes. Enfin la thyroïde est encore moins active que chez le sujet soumis au bruit.

5. Conclusions

Le bruit provoque dans cette expérience, des phénomènes neuro-endocriniens imbriqués que nous avons noté sous une forme opposée dans d'autres espèces: hyperactivité du système endocrinien portant sur l'hypophyse, la surrénale et la thyroïde chez le lapin et le chien exposés à des bruits intenses de longue durée, sans activation autonome appréciable; et au contraire phénomènes de sidération des glandes endocrines, avec syndrome aigu d'irritation sympathique du type REILLY chez le cobaye.

La réaction sonique du porc se traduit pas l'association de trois types de réactions:

a) Le cortex surrénal répond par un hyperaldostéronisme qui s'accompagne d'une rétention de 723 meq de sodium en 10 jours.

b) La réponse antidiurétique se manifeste par la rétention de plus de 20 litres d'eau.

c) Il existe aussi chez le porc exposé au bruit, un syndrome d'irritation sympathique du type REILLY, ayant diffusé à partir de l'aire splanchnique; tout se passe comme si les lésions autonomiques et vasculaires avaient favorisé la dissémination dans l'organisme, d'un agent microbien intestinal normalement peu pathogène. Ce passage du non-spécifique au spécifique, de la pathologie bio-chimique et tissulaire discrète, à la pathologie classique à grand fracas, est très significatif.

Enfin, dans ces expériences, le bruit ne semble pas avoir agi en tant que phénomène mécanique, mais surtout, comme facteur émotionnel.

Le porc revit une situation d'alarme en entendant les bruits enregistrés; le klacson au contraire, dont le niveau sonore est identique se montre simplement gênant, mais non anxiogène: l'adaptation s'y fait très vite, car il s'agit d'un bruit intense mais étranger au répertoire de l'animal. Comme on le sait, c'est seulement pour des niveaux sonores bien plus considérables, que le bruit devient dangereux par lui-même, et en tant qu'agent physique. Nous avons noté avec plusieurs auteurs que des sons à la limite de l'audibilité, ou des ultrasons proches (de 22 kc/s) ont un effet rapidement mortel lorsqu'on atteint le niveau sonore de 160 dB: l'action létale de l'agent acoustique paraît être alors due en priorité à la transformation de l'énergie mécanique en chaleur. Dans les expériences sur le stress sonique du porc, le niveau sonore de 90 dB correspond à une quantité d'énergie très faible et incapable de

produire de pareils effets; ce sont les phénomènes émotionnels qui dominent, et ils sont dûs au contenu du message plus qu'à son intensité.

(Reçu le 15 Mai 1961.)

Bibliographie

- [1] ANTHONY, A., Effects of noise on Eosinophil Levels of Androgenie-Seizure-Susceptible and Seizure-Resistant mice. *J. Acoust. Soc. Amer.* **27** [1955], 1150.
- [2] ANTHONY, A., Changes in Adrenals and other organs following Exposure of Harlem mice to Intense Sound. *J. Acoust. Soc. Amer.* **28** [1956], 270.
- [3] ANTHONY, A. et ACKERMAN, E., Effects of Noise on Blood Eosinophil Levels and Adrenals of mice. *J. Acoust. Soc. Amer.* **27** [1955], 1144.
BUGARD, P., Les effets extra-auditifs du bruit. 1^{er} Colloque Internat. Bruit INS, Paris 1959.
- [4] BUGARD, P., L'action des bruits sur l'organisme, l'importance des effets non spécifiques. *Revue du Corps de Santé des Armées* **1**, Févr. 1960.
- [5] BUGARD, P. et HENRY, M., L'hyperaldostéronisme provoqué par l'exercice musculaire chez le sportif. *Rev. Path. Gén.* 1959, 704, 93.
- [6] BUGARD, P., HENRY, M. et LABIE, C., Etude des effets non spécifiques des agressions chez le Porc. II — Rôle des corticoïdes. *Rev. Path. Gén.* Avril 1959, 707, 401.
- [7] BUGARD, P. et ROMANI, J. D., Action des bruits sur l'excitabilité neuromusculaire. *Acustica* **7** [1957], 93.
- [8] CHOCHOLLE, R., Le Bruit. Méfaits, dangers et prévention. 1 vol. 54 p. 96 réf. *Cie Fr. Audiologie* 162, Bd Haussmann, Paris 1958.
- [9] FORTIER, C., Voies hypothalamo-hypophysaires et Fonction adrénocorticotrophique. *Ann. ACFAS* **16** [1950], 130.
- [10] FORTIER, C., Stimulation sonore et fonction corticotrophique. *Ann. ACFAS* **17** [1951], 110.
- [11] FORTIER, C. et SELYE, H., *Amer. J. Physiol.* **159** [1949], 433.
- [12] GROGNOT, P., BOITEAU, H. et GIBERT, A., Variations du taux du potassium plasmatique au cours de l'Exposition au Bruit. 1^{er} Colloque Internat. Bruit INS, Paris 1959.
- [13] HENRY, M., Sur l'accroissement du potassium sérique chez le Porc sous l'effet de l'électrochoc. *C. R. Soc. Biol.* **151** [1957], 325.
- [14] HENRY, M., Répercussions des quantités d'eau ingérée sur l'aldostéronisme chez le Porc. *C. R. Soc. Biol.* [1959], 153, 762.
- [15] HENRY, M., Nouvelles observations sur l'influence des agressions non spécifiques sur la qualité de la viande de porc. V^o Réunion des Instituts de Recherches sur les Viandes. Paris 1959.
- [16] HENRY, M. et BUGARD, P., Etude des effets non spécifiques des agressions chez le Porc. I — Mouvements de l'eau et des ions. *Rev. Path. Gén.* Juillet 1958, 700, 1181.
- [17] HENRY, M. et JOUBERT, L., La Myopathie exsudative dépigmentaire des jeunes animaux domestiques. *Rev. Pat. Gén.* Mars 1960, 60, 716, 461.
- [18] HENRY, M., ROMANI, J. D. et JOUBERT, L., La Myopathie exsudative dépigmentaire du Porc. Mala-

- die de l'Adaptation. Essai pathogénique et conséquences pratiques. Rev. Path. Gén. Mars 1958, 696, 335.
- [19] LUDVIGSEN, J., Reports from the National Research Institute on Animal Husbandry. n° 272, 1954. n° 278, 274 et 284, 1955. Copenhagen.
- [20] LUDVIGSEN, J., Complications in connection with Stress conditions in Pigs. Medlemsblad for den danske Dyrlegeforening 1957, n° 7.
- [21] LUDVIGSEN, J., Acta Endocr., 26 Avril 1957, 406.
- [22] ROMANI, J. D., Les œdèmes localisés. Gaz. des Hôp. 10 Mai 1960, 13, 515.
- [23] ROMANI, J. D. et BUGARD, P., Nouveaux essais sur l'action des bruits sur le système endocrinien. Acustica 7 [1957], 91.
- [24] SACKLER, A. M., WELTMAN, A. S., BRADSHAW, M. et JURTSUK, J. P., Endocrine change due to auditory stress. Acta Endocr. (Klh) 1959, 31/3, 405, 418.
- [25] ZWIJNENBERG, La maladie d'Enser du Porc. Viamms Diergeneeskundig Tijdschrift 1952, 21, 25.

L'EFFET DE L'ENTOURAGE ACOUSTIQUE SUR LA REPONSE DES HAUT-PARLEURS

par T. S. KORN

Université Libre de Bruxelles

Sommaire

De nombreuses expériences ont prouvé que la réponse des haut-parleurs dans une salle normale est différente de celle trouvée en chambre sourde. Depuis un certain temps, on est à la recherche d'une méthode qui permettrait d'étudier les haut-parleurs dans les conditions acoustiques à la fois reproductibles et proches de celles de l'utilisation définitive.

On a effectué, ainsi des mesures en présence de surfaces réfléchissantes à proximité de haut-parleurs, des mesures dans des salles réverbérantes ou dans des salles d'utilisation typiques. Toutes ces mesures donnent évidemment des résultats entièrement différents; de plus, cette divergence dépend nettement du type acoustique de la source sonore mesurée.

Il nous semble intéressant d'examiner de plus près les raisons physiques de ces divergences. Cette connaissance permettrait de dégager une corrélation entre les courbes de réponse relevées dans les diverses conditions acoustiques, et de prévoir (au moins en gros) le comportement du haut-parleur dans son lieu d'utilisation définitive.

Zusammenfassung

Zahlreiche Experimente haben gezeigt, daß die Wiedergabe der Lautsprecher in einem normalen Raum sich von der Wiedergabe unterscheidet, die man in einem reflexionsfreien Raum erhält. Seit einiger Zeit sucht man nach einem Verfahren, das es ermöglicht, die Lautsprecher unter Bedingungen zu untersuchen, die einmal reproduzierbar und zum anderen in etwa die gleichen sind wie bei der späteren Verwendung.

Es wurden daher Messungen vorgenommen, bei denen reflektierende Flächen in der Nähe des Lautsprechers angebracht waren, ferner Messungen in Hallräumen oder in typischen normalen Räumen. Alle diese Messungen geben natürlich ganz unterschiedliche Resultate; außerdem hängen diese Unterschiede offensichtlich von den akustischen Eigenschaften der benutzten Schallquelle ab.

Es erscheint uns daher interessant, die physikalischen Gründe für diese Unterschiede näher zu untersuchen. Diese Kenntnis kann dann die Möglichkeit geben, einen Zusammenhang zwischen den unter verschiedenen Bedingungen aufgenommenen Wiedergabekurven aufzufinden und das Verhalten des Lautsprechers an seinem späteren Bestimmungsort (wenigstens in großen Zügen) vorherzusagen.

Summary

Numerous experiments have proved that the response of loudspeakers in a normal room is different from that found in a deadened room. For some time one has sought for a method which would permit the study of loudspeakers under acoustic conditions, at the same time reproducible and approximating to those of final usage.

Measurements have thus been made with loudspeakers, close to reflecting surfaces, in reverberant rooms and in typical rooms met in usage. All these measurements give quite evidently results entirely different, the extent of the divergence depending clearly on the acoustic nature of the sound source being measured.

It seemed interesting to us to examine closer the physical reasons for these divergences. This knowledge would permit the discovery of the correlation between the response curves obtained under various acoustic conditions and enable a forecast (at least roughly) to be made of the behaviour of a loudspeaker in its place of final usage.

1. Principes physiques d'intervention acoustique de la salle

Soit une source sonore rayonnant en l'air libre une puissance totale donnée (W_0), et donnant dans un point d'observation une certaine pression sonore (ω_0).

L'introduction des surfaces réfléchissantes dans le champ d'action de la source modifiera aussi bien la puissance totale rayonnée, que la pression sonore observée en ce point. Dans le cas général, ces modifications sont soumises à des lois distinctes (voir la Fig. 2).

Une méthode utile d'examen de l'effet des surfaces réfléchissantes, est celle des images de la source. Le nombre et la forme de ces images dépendront de la quantité, forme et disposition de ces surfaces autour de la source et du point d'observation. Prenons le cas le plus simple, (mais aussi le plus courant dans l'architecture) des surfaces réfléchissantes planes et orthogonales. Si ces surfaces sont parfaitement réfléchissantes et possèdent les dimensions suffisamment grandes, les images auront le même débit et la même caractéristique directive que la source originale. L'effet des surfaces est donc équivalent à l'apparition de tout un réseau d'émetteurs acoustiques rayonnant dans l'air libre (Fig. 1).

Si le nombre n des surfaces planes et orthogonales ne dépasse pas trois, ($n \leq 3$) le nombre des émetteurs du réseau y compris la source originale, sera

$$N = 2^n. \quad (1)$$

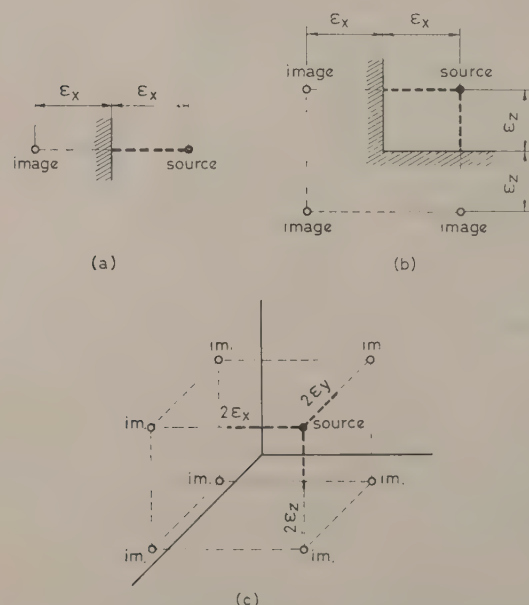


Fig. 1. Images de la source en présence d'une (a), de deux (b) et de trois (c) surfaces réfléchissantes planes et orthogonales.

Si le nombre des surfaces est plus grand, les surfaces parallèles donneront naissance à des réflexions multiples, équivalentes à l'apparition d'une quantité infinie d'images d'ordres supérieurs. Dans le cas extrême d'une enceinte réverbérante entièrement fermée ($n=6$), on retombe dans l'analyse acoustique dite «physique» des sons propres de l'enceinte.

Ayant ainsi défini ces cas extrêmes, essayons maintenant de décrire les conditions acoustiques dans une salle d'utilisation normale, par exemple, une pièce d'habitation. On peut admettre que:

1. Le haut-parleur se trouve habituellement à proximité immédiate d'une, deux ou trois surfaces constituant la salle. Ceci donne lieu à la naissance des images secondaires, proches de la source.
2. Une salle d'utilisation normale est une enceinte semi-absorbante. On estime son coefficient d'absorption moyen à environ 0,15 aux fréquences basses, jusqu'à 0,30 aux fréquences aiguës, donnant dans une salle de 100 m³ un temps de réverbération variant de 0,8 à 0,4 s. Cette absorption est donc trop faible pour affecter sérieusement le débit des images secondaires surtout aux fréquences graves. Par contre, elle atténue considérablement les images des ordres supérieurs provenant des réflexions multiples, aussi bien que les sons propres de la salle.
3. Le point d'écoute se trouve à une distance du haut-parleur nettement supérieure à la distance de ce dernier aux murs voisins. De plus, le point d'écoute est situé habituellement aux environs du centre de la salle.
4. Les haut-parleurs normaux possèdent une directivité croissante aux fréquences aiguës. Ainsi, dans un point d'observation situé dans l'axe du haut-parleur, l'action de la salle va diminuer progressivement à ces fréquences, sous l'action prédominante de l'onde directe.

En résumé, nous pouvons supposer que la réponse du haut-parleur dans une salle normale va se situer entre les deux courbes limites: 1) réponse en présence des surfaces voisines réfléchissantes, toutes les autres surfaces étant parfaitement absorbantes, et 2) réponse dans une salle réverbérante ayant même forme et même dimension que la salle d'utilisation.

Ici, nous devons ajouter que la réponse de l'oreille humaine dans une salle n'est pas nécessairement identique à la courbe de réponse physique en régime permanent. On suppose que l'ouïe est capable de discriminer les sons venant de la direction de la source dans la première période de temps, disons 50 ms., par rapport aux ondes arrivant avec un certain retard et d'une autre direction. Ainsi on peut admettre que la réponse de l'oreille sera encore plus

proche de la réponse du haut-parleur mesurée uniquement en présence des surfaces réfléchissantes voisines.

Dans les paragraphes suivants nous allons procéder à l'examen des principes physiques intervenant dans les deux cas extrêmes, c'est-à-dire en présence des surfaces réfléchissantes et dans une salle entièrement réverbérante.

2. Effet des surfaces réfléchissantes voisines

Nous avons dit précédemment que la présence des surfaces réfléchissantes orthogonales à proximité de la source sonore est équivalente à l'apparition d'un réseau d'émetteurs acoustiques identiques à la source dont le nombre total est $N = 2^n$.

La modification de la pression sonore au point d'observation ainsi que de la puissance totale est fonction du rapport des distances entre la source originale et les surfaces ($\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$), à la longueur d'onde (λ). De plus, comme cette action dépend également de la caractéristique acoustique de la source originale (source non directive, source directive, source dipôle, etc.) nous sommes obligés d'examiner ces cas séparément.

Source non directive

Une source non directive, par exemple un haut-parleur placé dans une enceinte fermée, peut être assimilée aux fréquences graves, à une sphère pulsante du débit total $\varphi = \bar{V}S$, où S est la surface de la membrane et \bar{V} sa vitesse linéaire. Le réseau équivalent sera donc composé de N sources identiques disposées dans l'espace suivant les valeurs de $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$.

Le calcul de la puissance totale émise par ce réseau (W), aussi bien que de la pression sonore en un point d'observation (\bar{p}) est assez complexe, et, avant de l'aborder, examinons d'abord le cas extrême de $\varepsilon \ll \lambda$ ce qui a lieu aux fréquences très basses. Vu certaines confusions d'interprétation constantes dans les travaux existants [1] nous avons exécuté ce calcul par trois méthodes différentes (voir l'annexe), qui donnent le même résultat:

$$10 \lg(W/W_0) = +6 \text{ n dB}$$

et
$$20 \lg(\omega/\omega_0) = +6 \text{ n dB}.$$

Nous voyons qu'aux fréquences extrêmes graves, chaque surface réfléchissante orthogonale voisine du haut-parleur augmente la réponse de ce dernier de 6 dB. Cette augmentation est identique aussi bien pour la puissance apparemment émise par le haut-parleur, que pour la pression dans le point d'observation. Ceci est dû au fait qu'à ces fréquences, le réseau d'émetteurs non directifs continue à former une source également non directive.

Aux fréquences plus élevées où ε devient une fraction non négligeable de λ , le calcul est plus complexe. De plus, le réseau devient directif et l'allure de (W/W_0) et de (ω/ω_0) en fonction de la fréquence n'est plus identique (Fig. 2).

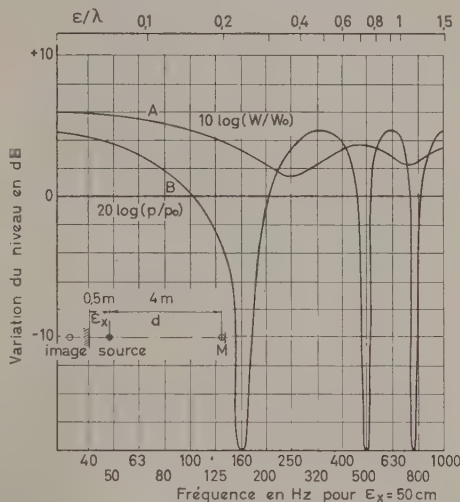


Fig. 2. A) Variation calculée de la puissance apparemment émise par une source sonore non directive en présence d'une surface réfléchissante. B) Variation calculée de la pression sonore en un point M .

La modification de la pression sonore dans le point d'observation suffisamment éloigné de la source ($r \gg \varepsilon$) sera

$$\omega/\omega_0 = \sum_n \sum_m \cos(2\pi d_{nm}/\lambda), \quad (2)$$

où d_{nm} est la différence entre les distances de chaque paire d'émetteurs du réseau du point d'observation, et λ la longueur d'onde.

Le rapport de la puissance totale émise par le réseau à la puissance émise par la source originale seule en air libre, sera

$$W/W_0 = N + 2 J_0(4\pi r_{nm}/\lambda), \quad (3)$$

où $J_0(x)$ est la fonction sphérique de BESSEL égale à $(\sin x)/x$.

Le lecteur peut trouver ces formules adaptées aux cas particuliers dans la référence [1].

Nous soulignons que cette dernière formule peut se déduire aussi bien en intégrant l'intensité sonore sur toute sa surface sphérique à partir de l'éq. (2), qu'en calculant la modification de la résistance de rayonnement de la source par l'effet de rayonnement mutuel des images, et tenant compte de la concentration de la puissance rayonnée dans un angle sphérique plus étroit.

Sur la Fig. 3 nous donnons des exemples d'influence des surfaces réfléchissantes sur la réponse d'une source sonore non directive.

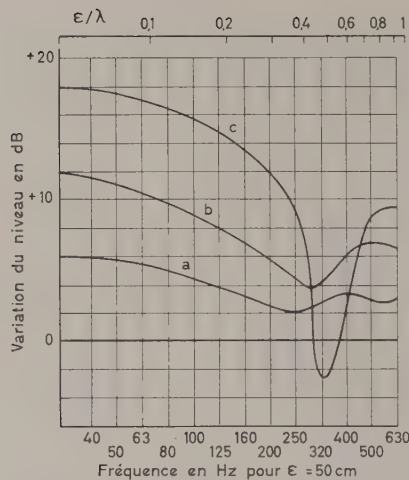


Fig. 3. Variation calculée de la puissance apparemment émise par une source sonore non directive dans les trois cas (a), (b), (c) de la Fig. 1.

Source directive

Aux fréquences aiguës, tous les haut-parleurs deviennent plus ou moins directifs, à cause du rapport croissant de leurs dimensions à la longueur d'onde. Les images deviennent également directives et orientées symétriquement par rapport aux surfaces réfléchissantes. La source originale étant d'habitude dirigée vers l'intérieur de la salle (Fig. 4), l'influence des images sera donc progressivement affaiblie avec la croissance de la fréquence.

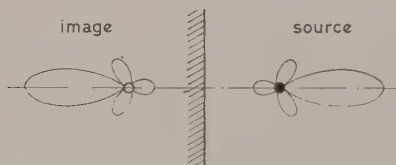


Fig. 4. Caractéristique directive de l'image d'une source directionnelle.

Source dipôle

Les haut-parleurs dont les deux faces de la membrane ont l'accès direct à l'air extérieur, par exemple les haut-parleurs montés dans les écrans plats ou dans les meubles ouverts de fond, certains haut-parleurs électrostatiques, etc., sont assimilables aux sources dipôles. L'influence des surfaces réfléchissantes sur leur réponse sera tout autre qu'en cas des sources sphériques, et elle va dépendre également du fait que la surface réfléchissante est parallèle ou perpendiculaire à l'axe de symétrie de la source dipôle (Fig. 5, courbe A et B). En cas où le haut-parleur se trouve dans l'intersection de deux surfaces dont l'une est parallèle et l'autre perpendiculaire à son axe de symétrie (par exemple étant placé

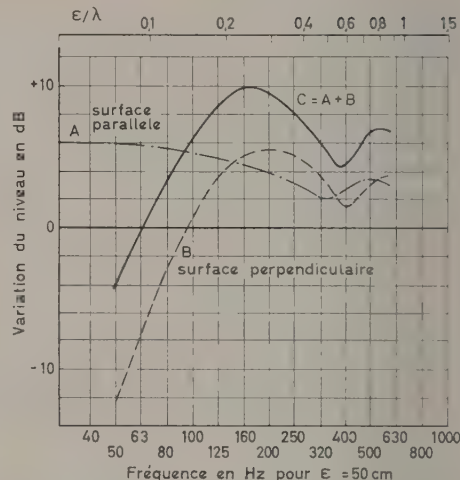


Fig. 5. Variation calculée de la puissance apparemment émise par une source dipôle en présence d'une surface parallèle (A) ou perpendiculaire (B) à l'axe de la source. La courbe C répond au cas de la présence simultanée des deux surfaces précitées.

au pied du mur), l'action de ces surfaces (courbe C) sera la résultante des courbes A et B.

Salle réverbérante

L'effet d'une salle réverbérante sur la réponse du haut-parleur s'exerce par deux moyens. D'abord, la réaction des sons propres sur la source modifie la résistance de rayonnement vue par cette dernière, donc sa puissance émise. D'autre part, la lecture de la pression sonore en un point suffisamment éloigné de la source dépendra de l'impédance des ondes propres en ce point. Donc, le maximum du rendement de la liaison source - point d'écoute dans une salle aura lieu quant ces deux points se trouvent respectivement dans les ventres de pression des ondes propres de la salle.

Les fréquences des sons propres d'une salle parallélépipédique sont déterminées par la formule de NEUMANN:

$$\omega = \sqrt{(p/lx)^2 + (q/ly)^2 + (r/lz)^2},$$

où p , q et r sont les nombres entiers, et lx , ly et lz les dimensions de la salle.

Il résulte clairement de cette formule que la densité de sons propres va en croissant avec la fréquence. Ainsi, dans les salles de dimensions modérées, le nombre des sons propres dans la bande de fréquences très basses (en dessous de 100 Hz) n'est pas grande (Fig. 6 A). De plus, parmi ces sons, une partie seulement présente un ventre de pression au milieu de la salle dont les environs peuvent être présumés comme emplacement des auditeurs éventuels (Fig. 6 B).

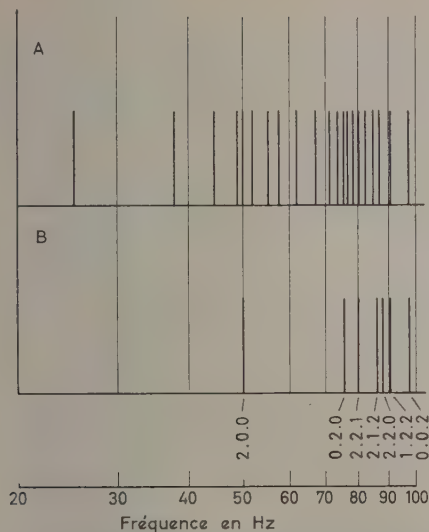


Fig. 6. A) Distribution des sons propres en dessous de 100 Hz d'une salle de dimensions de 6,85 m \times 4,65 m \times 3,45 m.
B) Partie de ces sons présentant un ventre de pression au milieu de la salle.

Cette figure nous enseigne que l'action des sons propres d'une salle de dimensions modérées sera faible en dessous de quelques 75 Hz.
A l'autre bout de la bande, la directivité croissante des haut-parleurs réduira progressivement toute l'action de la salle.

Mesures expérimentales

Afin de vérifier les prévisions théoriques résultant des paragraphes précédents, on a exécuté une série de mesures de haut-parleurs dans les conditions acoustiques mentionnées plus haut, c'est-à-dire en présence des surfaces réfléchissantes voisines et dans une salle réverbérante ayant les dimensions d'une pièce normale d'habitation.

3. Méthode de mesures

Le signal analyseur était constitué par les bandes de bruit d'un tiers d'octave. Les diffuseurs considérés étaient de types classiques:

1. Haut-parleur de 30 cm monté dans un baffle bass-reflex, placé successivement en air libre, en présence des deux ou trois surfaces réfléchissantes voisines et dans le coin de l'enceinte réverbérante.
2. Même haut-parleur monté dans un écran plat de dimensions originales de 120 cm \times 100 cm, mesuré en air libre, avec deux surfaces réfléchissantes et dans la salle placé sur le plancher à 50 cm, contre le mur.

Les mesures ont été exécutées sur les modèles réduits des diffuseurs à l'échelle de 1/5 placés successivement en air libre, en présence des surfaces réfléchissantes voisines et dans le modèle réduit de la salle réverbérante. La bande de fréquences était transposée dans le même rapport et s'étendait de 160 à 10 000 Hz, correspondant à la bande naturelle de 32 à 2000 Hz. Les fréquences supérieures ont été laissées hors de considération vu la directivité des diffuseurs réduisant progressivement toute l'action de l'entourage acoustique à ces fréquences.
La méthode des modèles réduits a deux avantages par rapport aux mesures en échelle naturelle. D'abord, elle facilite la manutention des objets; ensuite, elle permet de réaliser plus facilement les conditions du vrai champ libre aux fréquences extrêmes basses.

4. Résultats

Les résultats de mesures sont représentés sur les Fig. 7 et 8. On peut constater que l'allure générale de ces courbes coïncide fort bien avec les prévisions théoriques discutées dans les premiers paragraphes. Nous voyons, par exemple, qu'aut fréquences très basses, les trois surfaces réfléchissantes (Fig. 7) renforcent la réponse d'un baffle du coin de quelque 15 dB. Ce renforcement diminue rapidement avec

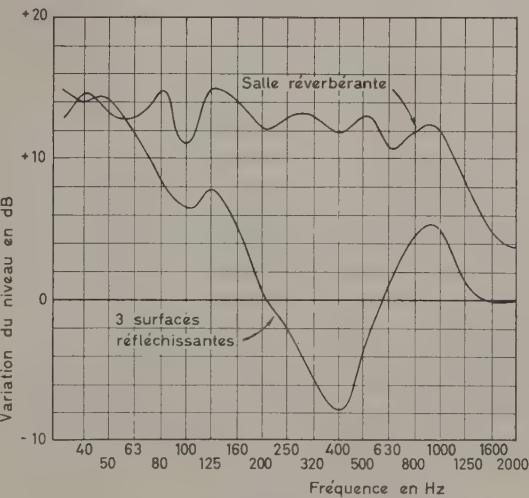


Fig. 7. Influence mesurée de la salle réverbérante et des trois surfaces réfléchissantes orthogonales sur la réponse d'un baffle de coin en comparaison avec les conditions du champ libre.

la fréquence en passant même par les valeurs négatives suivant les prévisions théoriques. La présence des autres surfaces dans une salle réverbérante n'ajoute pratiquement rien à l'extrémité inférieure de la bande de fréquences. Par contre, aux fréquences au-dessus de quelques 70 Hz, l'action des sons pro-

pres de la salle réverbérante devient plus énergique, assurant un renforcement quasi constant de la courbe de réponse jusqu'à la fréquence de 1000 Hz à partir de laquelle, la directivité du haut-parleur réduit toute l'action de la salle. La réponse mesurée d'une source dipôle (Fig. 8) garde également fort bien son allure théorique de la Fig. 5.

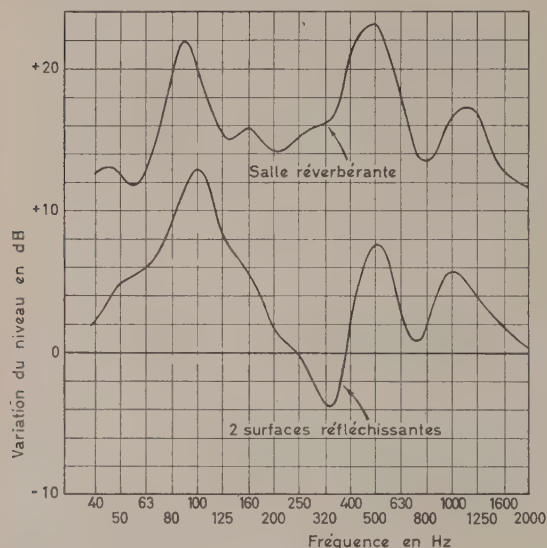


Fig. 8. Influence mesurée de la salle réverbérante et des deux surfaces réfléchissantes sur la réponse d'un haut-parleur dans un écran plat, en comparaison avec les conditions du champ libre.

Certaines divergences numériques sont dues entre autres, au fait que pour les haut-parleurs réels, la notion de la distance ε entre la source et les surfaces réfléchissantes n'est pas identique à la distance géométrique. Les dimensions des baffles étant comparables et parfois supérieures à la distance ε , nous obligent à remplacer cette dernière par la notion du chemin acoustique entre la surface vibrante et son image, fatalement supérieure à la valeur de ε .

Un fait rassurant est que les mesures exécutées dans un travail précédent [2] sur les haut-parleurs dans les lieux d'utilisation ont donné des courbes qui se placent fort bien entre les limites désignées par la présente expérience.

5. Conclusions

Malgré la complexité du problème, les résultats du présent travail permettent de tirer certaines conclusions générales concernant le comportement des diffuseurs dans leurs lieux probables d'utilisation.

1. Les haut-parleurs dans les meubles fermés ou anti-résonnants, placés dans une salle normale contre une, deux ou trois surfaces réfléchissantes,

bénéficient aux fréquences extrêmes graves d'un renforcement jusqu'à 6 dB par surface. La réponse d'un tel baffle placé dans le coin de la salle sera donc renforcée de presque 18 dB à l'extrémité basse de la bande par rapport à la réponse en air libre.

Avec l'accroissement de la fréquence, ce renforcement diminue assez rapidement et peut même passer par des valeurs négatives. Nous pensons quand même que l'action des sons propres de la salle apparaissant dans cette bande va compenser ce phénomène et assurer une décroissance moyenne plus régulière.

En somme, l'action de l'entourage acoustique sur ce type de haut-parleurs semble être favorable au point de vue de la fidélité de la reproduction.

2. Les diffuseurs du type «dipôle» tels que les écrans plats, meubles ouverts de fond, haut-parleurs électrostatiques à large bande, etc. souffrent nettement de la présence d'une surface réfléchissante derrière leur dos. Un renforcement exagéré des fréquences moyennes aux environs de 100 Hz en résultant, semble déformer irrémédiablement la courbe de réponse et lui donner l'allure de la tonalité cavernueuse. Par contre, une surface perpendiculaire à lui plancher membrane y est favorable.
3. Les petits coffrets portatifs bénéficient d'un renforcement aux fréquences graves en étant placés sur une surface perpendiculaire à la membrane du haut-parleur (par exemple sur une table). La distance à une surface réfléchissante derrière leur dos (le mur) ne doit pas être inférieure à $\lambda/3$ donc, à 50 cm pour une fréquence limite de quelques 200 Hz.

Annexe

On peut arriver à calculer la valeur de ω de diverses manières équivalentes. Une méthode consiste tout simplement dans l'addition au point de réception, des pressions sonores provenant indépendamment de toutes les sources du réseau. Dans le cas de $\varepsilon \ll \lambda$ ces pressions ont la même valeur et la même phase, $(\bar{\omega}_0)$, donc, la simple addition arithmétique nous donne:

$$\bar{\omega} = N \bar{\omega}_0 = 2^n \bar{\omega}_0$$

$$\text{d'où} \quad n = 20 \lg \frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}_0} = 6n. \quad (2)$$

Ce résultat peut être vérifié d'une autre manière. Le rayonnement d'un réseau de N émetteurs sous condition $\varepsilon \gg \lambda$ est équivalent au rayonnement d'une grande source $S = N S_0$, ayant la même vitesse linéaire \bar{V}_0 .

La puissance émise par cette source nouvelle sera

$$W = V_0^2 R = V_0 r S, \quad (3)$$

où R est la résistance du rayonnement totale et r la résistance de rayonnement surfacique de la source de surface S .

En comparant la valeur de l'éq. (3) avec la puissance émise par la source seule $W_0 = V_0 r_0 S_0$, et vu que la résistance de rayonnement surfacique a augmenté dans le rapport $r/r_0 = S/S_0$, nous constatons que la puissance totale du réseau a augmenté dans le rapport de $(S/S_0)^2 = N^2 = 2^{2n}$.

Ceci correspond à l'augmentation du niveau au point de réception de $10 \lg 2^{2n} = 6 n$ dB.

Un autre moyen encore de vérification est le calcul de la résistance de rayonnement de la source réelle en présence des images.

L'augmentation de cette résistance étant de N la

puissance émise effectivement par la source réelle conservant le même débit, va augmenter dans le rapport de 2^n donc de $3 n$ dB. Mais, de plus, cette puissance sera concentrée dans un angle sphérique 2^n plus petit, donc, l'augmentation de la réponse du haut-parleur sera bien de $6 n$ dB.

(Reçu le 15. Mai 1961.)

Bibliographie

- [1] WATERHOUSE, R. V., Output of a Sound Source in a Reverberation Chamber and other Reflecting Environments. *J. Acoust. Soc. Amer.* **30** [1958], 1.
- [2] KORN, T. S. et HOUARDY, J., Mesures des haut-parleurs dans les lieux d'utilisation. *Acustica* **9** [1959], 121.
- [3] CARLSSON, S., Measuring Conditions for Adequate Measurement of the Transmission Characteristics of Indoor Loudspeakers. Commission Electrotechnique Internationale, Suède 18, January 1960, (avec bibliographie).

COMPARATIVE TESTS ON LOUDSPEAKERS

by C. BORDONE-SACERDOTE

Istituto Elettrotecnico Nazionale „Galileo Ferraris“ Torino, Italy

Summary

A report on the results of a comparative test on loudspeakers which shows the differences that may be found in the measurement of the characteristic sensitivity and of the response curve when carried out in different laboratories.

Sommaire

Nous exposons les résultats de mesures comparatives sur haut-parleurs qui montrent les différences que divers laboratoires peuvent trouver dans la mesure de l'efficacité et de la courbe de réponse.

Zusammenfassung

Es wird über Ergebnisse von Vergleichsmessungen an Lautsprechern berichtet, die die Unterschiede aufzeigen, die bei Messungen der Kennempfindlichkeit und der Übertragungskurve in verschiedenen Laboratorien auftreten können.

1. Generalities

A series of comparative tests on loudspeakers without baffle has been organized among 13 different laboratories, mostly Italian.

To each laboratory we sent a loudspeaker: all these loudspeakers were of the same manufacturing batch. (The cycle was not organized by circulating the same loudspeaker because the test would have taken too long and the loudspeaker could have been easily damaged during so many excursions.)

Paper cone loudspeakers of average quality were chosen, 25 cm diameter, nominal impedance 8 ohms, power handling capacity 8 watts.

All the loudspeakers were tested first in the anechoic room of the Italian Electrotechnical National Institute (I.E.N.). (The room, whose volume is 116 m^3 inside the wedges, is covered with a glass-

wool layer 5 cm thick; between this layer and the wedges, which are 82 cm long, there is an airspace of 10 cm.)

The loudspeakers, supported by a rigid column were tested in the centre of the room, 1.2 m from the floor. The response curve and the characteristic sensitivity were measured by a condenser microphone Bruel and Kjaer (B. and K.), type 4131, previously calibrated by the reciprocity method: its response was constant within ± 1 dB in the whole frequency range examined. The microphone was 1 m distant from and on the axis of the loudspeaker. The loudspeakers were fed with constant voltage, 2.83 V (corresponding to a nominal power of 1 watt).

In Fig. 1 the response curves of the loudspeakers of this cycle are superposed, in order to show which differences may be found in a sampling of industrial

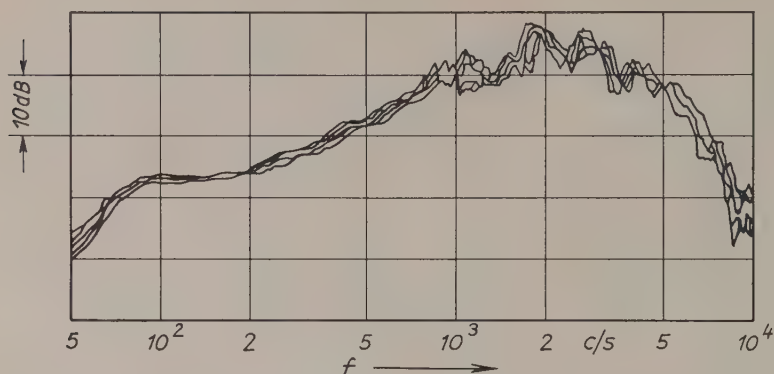


Fig. 1.
Response curves superposed
of the 13 loudspeakers of the
comparative test: initial control.

manufacture: the characteristic sensitivity of the 13 loudspeakers varied between 4.7 and 5.4 $\text{dyn/cm}^2/\sqrt{\text{watt}}$. Some differences in the response curves could be due also to a frequency shift during the automatic recording of the chart. The records were made with a B. e K. apparatus.

After the first control the loudspeakers were sent to the different laboratories, which were asked to test them in the same manner, with the same constant voltage, at the same distance.

Another control was made on the loudspeakers in our laboratory after having been tested in the different laboratories; the results of the second control are reported in Fig. 2, which shows that only one of them, whose response is dotted, has changed its behaviour at frequencies above 2.000 c/s.

2. Sensitivity

The results of the measurements of the sensitivity in our laboratory as well as in others are summarized in Table I, which indicates also the type of microphone employed and some characteristics of the anechoic rooms where the loudspeakers were tested.

The characteristic sensitivity was measured at 400 c/s with the loudspeaker fed at a constant voltage of 2.83 V and is expressed in $\text{dyn/cm}^2/\sqrt{\text{watt}}$; for this test the nominal power is considered, which

is that given by the square of the voltage supplied divided by the nominal impedance.

A comparison of the sensitivity of the loudspeakers measured in our laboratory for the first and the second control shows that it has remained practically the same during the 5 months cycle; for most loudspeakers the difference is about $\pm 1\%$. Only three loudspeakers show greater differences, probably due to accidents on the return journey (see Nos. 4, 7 and 14).

Greater differences may be observed in the sensitivities measured in the different laboratories: one column of Table I reports the difference in dB of the data of the outside laboratory relative to that of ours. Only three loudspeakers show differences greater than ± 2 dB, and one of these has been tested in a very small room, which has also a large reflecting window on one wall (see No. 13).

3. Response curves

We have compared the three response curves recorded for every loudspeaker (twice in our laboratory and once outside), each one referred to the point at 400 c/s. Fig. 3 shows for some loudspeakers these response curves superposed: the continuous one concerns the record in different laboratories, the dotted our first control, the point line the second control.

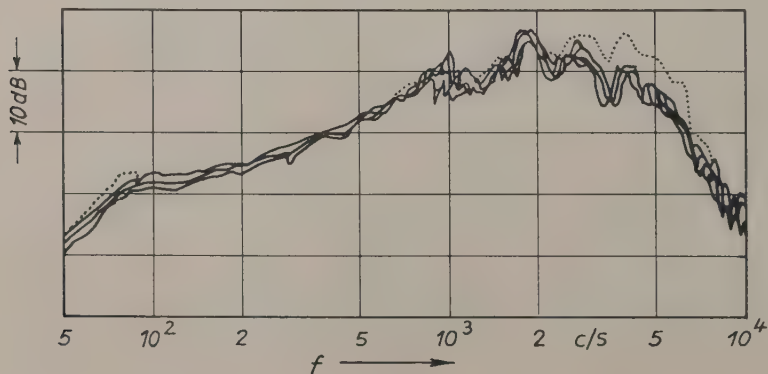


Fig. 2.
Response curves of the loud-
speakers of the comparative
test after their return from
the outside laboratories.

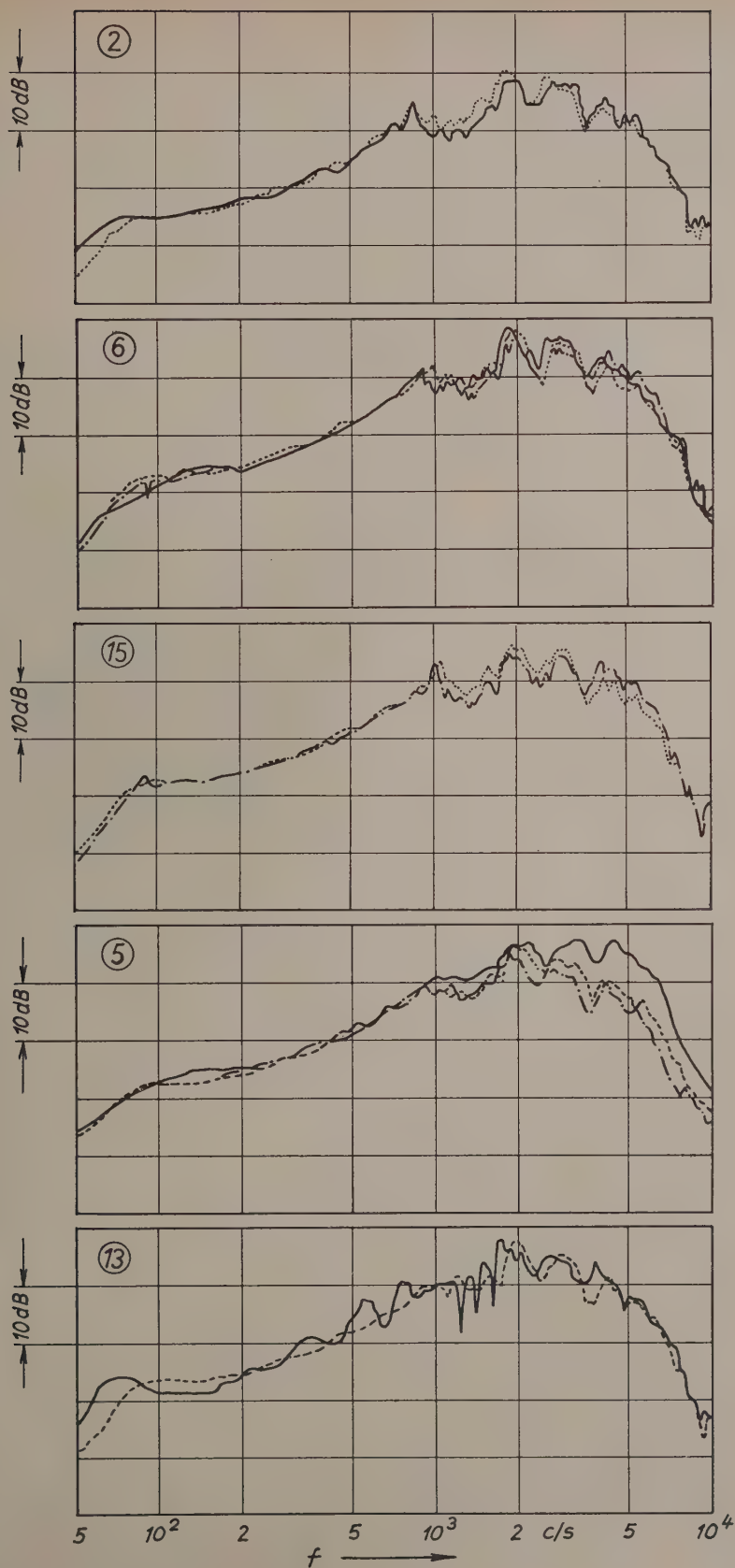


Fig. 3.
Response curves superposed
of some loudspeakers of the
comparative test (distinguish-
ed by a number on the left);
the continuous line concerns
the record in an outside la-
boratory, the dotted one the
first control in the I.E.N.
laboratory, the point line the
second control.

Table I.
The results of the measurements of the sensitivity of loudspeakers.

Loud-speaker No.	Condenser microphone type	Characteristic sensitivity at 400 c/s			Difference of a) relative to b) and c)	Anechoic room		
		a)	b)	c)		Dimensions	Volume	Covering
		dyn/cm ² /√watt			dB	m	m ³	
2	Altec 21BR150	5.9	5.4	5.2	+0.9	3.3 × 2.9 × 2.9	27.9	wedges 75 cm long, airspace 7 cm, glasswool layer 7 cm
3	B. e K. 4111	7.6	5.2	5.2	+3.3	4.5 × 2.5 × 2.2	24.8	wedges 60 cm long
4	B. e K. 4131	6.0	4.7	5.2	+1.7	3.8 × 5.5 × 3.3	69.0	wedges 75 and 100 cm long, airspace 15 cm
5	B. e K. 4111	5.6	5.1	5.2	+0.7	2.8 × 2.2 × 2.6	16.0	wedges
6	B. e K. 4111	—	4.9	5.1	—	6.4 × 3.8 × 4.2	102.0	wedges 50 cm long
7	B. e K. 4111	5.0	5.3	3.7	—0.5	3.2 × 5.2 × 2.8	46.6	wedges 55 cm long and curtains
8	B. e K. 4111	4.0	5.4	5.3	—2.5	6.0 × 4.0 × 2.7	64.8	wedges
9	B. e K. 4111	5.0	5.1	5.3	—0.3	7.0 × 4.0 × 2.6	73.8	curtains
10	B. e K.	6.1	5.1	5.0	+1.6	5.0 × 5.0 × 3.5	87.5	wedges
12	not specified	4.3	5.0	—	—1.3	4.0 × 3.0 × 2.8	33.6	wedges 90 and 63 cm long
13	not specified	3.6	5.1	—	—3.0	2.7 × 2.0 × 1.8	9.7	wedges 30 cm long, glasswool layer 5 cm, airspace 3 cm
14	Western EL.640AA	5.8	4.6	5.4	+1.3	6.6 × 4.8 × 2.8	88.8	wedges 115 cm long
15	B. e K. 4131	—	5.0	4.9	—	7.0 × 5.2 × 3.2	116.5	wedges 82 cm long, airspace 10 cm, glasswool layer 5 cm

a) measurements of different laboratories; b) measurements in the I.E.N. anechoic room (see No. 15) before the loudspeaker was sent abroad; c) the same measurements after the loudspeaker had been returned. Loudspeakers Nos. 12 and 13 did not return or were damaged.

The sensitivity has been measured applying an electrical nominal power of 1 watt.

We may observe first that generally a good agreement is found at low frequencies, up to 800 to 900 c/s; but four laboratories found differences in the response curves comprised within ± 2 dB, also at higher frequencies. The best agreement has been found for loudspeakers Nos. 2 and 6, the greatest disagreement for loudspeakers Nos. 5 and 13. Loudspeaker No. 15 always remained in our laboratory: its response may be of interest to show what differences may be found in measurements made after such a long time and will include errors of measurement as well as any due to continued changing of the loudspeaker which during this period was employed only now and then for normal tests.

Concerning loudspeaker No. 2 we have reported but one of the responses recorded in our laboratory, as the second control repeated very well the results of the first. For loudspeaker No. 13 there is also but one dotted response, because it was not returned to our laboratory after the outside test.

We remark that all the response curves present similar peaks and dips; some being slightly shifted with respect to others as if there was frequency shift among the different records.

To avoid or at least check the possible frequency shifts some experimenters mark some frequencies dur-

ing the record: in effect the result shows some differences between the frequency indicated on the frequency scale and the ones marked by the experimenter.

The comparison was made easier because most laboratories employ the same apparatus to record the response curves: among 13 loudspeakers whose responses were measured only 3 were not recorded with a B. e K. level recorder.

Concerning the characteristics of the recorder we point out that the different experimenters all employed a 50 dB potentiometer but the paper speed varied between 1 and 10 mm/s and the writing speed varied between 50 and 300 mm/s. On this subject we have checked that varying these two characteristics of the recording apparatus the response curve does not change in a sensible way.

To investigate also the effect of the room we have tested the same loudspeaker in different positions: one with loudspeaker and microphone in the centre of the room, one with the loudspeaker very near the wedges of a wall, one with the microphone very near the wall: as the anechoic room of our laboratory has a good covering of the walls, we have found that the differences among the three response curves and sensitivities measured were not at all appreciable.

(Received April 26th, 1961.)

MESURE DE LA LONGUEUR ACOUSTIQUE D' UN COL DE RESONATEUR AYANT LA FORME D' UNE FENTE EN PAROI MINCE

par J. BRILLOUIN, Paris

Sommaire

La longueur acoustique L d'un col en forme de fente en paroi mince varie en fonction de la fréquence. L'auteur décrit le montage utilisé pour étudier cette variation et montre que les résultats des mesures se groupent selon la loi empirique très simple:

$$\frac{L}{b} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\lambda}{b} \right)^{\frac{3}{4}},$$

où b est la largeur de la fente, et λ la longueur d'onde.

Zusammenfassung

Die akustische Länge L eines Resonatorhalses, der von einem dünnen Spalt in der Wand gebildet wird, verändert sich mit der Frequenz. Der Autor beschreibt den zur Untersuchung dieser Änderung benutzten Aufbau und zeigt, daß die Meßergebnisse sich mit folgender sehr einfachen Formel beschreiben lassen:

$$\frac{L}{b} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\lambda}{b} \right)^{\frac{3}{4}},$$

wobei b die Breite des Spaltes und λ die Wellenlänge ist.

Summary

The acoustic length L of a neck in the form of a slit in a thin wall varies with the frequency. The author describes the set-up which was used to study this variation and shows that the results of measurements group themselves according to the very simple empirical law:

$$\frac{L}{b} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\lambda}{b} \right)^{\frac{3}{4}},$$

where b is the width of the slit and λ is the wavelength.

1. Introduction

C'est en vue d'applications techniques que j'ai entrepris les mesures ci-dessous décrites. Je n'ai donc pas cherché une grande précision qui d'ailleurs paraît assez illusoire en la matière.

Contrairement à ce qui s'observe dans le cas d'un trou circulaire, dont la longueur acoustique est sensiblement indépendante de la fréquence, la longueur acoustique d'une fente décroît régulièrement lorsque la fréquence augmente.

Le phénomène peut être décrit au moyen de deux variables sans dimensions:

L/b rapport de la longueur acoustique L à la largeur de la fente b ,

λ/b rapport de la longueur d'onde λ à la largeur de la fente b .

Comme je le montrerai plus loin les résultats des mesures sont très réguliers et permettent de proposer une loi empirique particulièrement simple qui donne L/b à moins de 6% près.

2. Méthode de mesure

Le principe du montage est représenté à la Fig. 1. La Fig. 2 est une photographie de l'ensemble du dispositif.

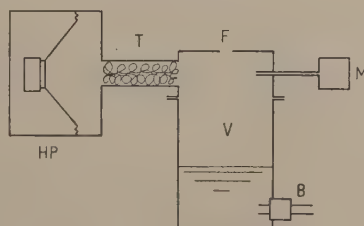


Fig. 1. Le principe du montage.

La source sonore est un Haut-Parleur enfermé dans une caisse en bois épais. La partie avant de cette caisse communique avec la cavité V du résonateur par un tube métallique T rempli de laine de verre superfine peu tassée. Grâce à ce bourrage le débit alternatif à la sortie du tube T est, à fréquence fixe, pratiquement indépendant de l'impédance qui

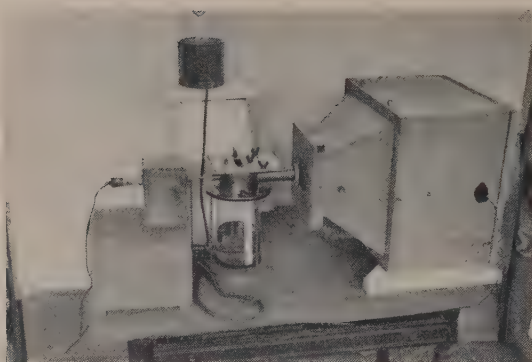


Fig. 2. L'ensemble du dispositif.

charge l'orifice de ce tube en sorte que, vu de la cavité V , cet orifice se comporte comme une source à débit constant.

Le corps du résonateur est constitué par un bocal en verre d'environ 12 cm de diamètre. Ce récipient est partiellement rempli d'eau au moyen d'une tubulure basse B . Le bocal est fermé à sa partie supérieure par un couvercle métallique portant une fente de 8 cm de long dont les lèvres, taillées en biseau, peuvent être plus ou moins rapprochées.

Les mesures ont été faites pour des largeurs de fente allant de 0,2 à 2 cm et des fréquences comprises entre 150 et 350 Hz. Le volume de la cavité du résonateur peut varier de 800 à 3100 cm³.

Les mesures sont exécutées à fréquence constante. Un microphone M pourvu d'un tube sonde permet alors de relever la variation de la pression acoustique dans la cavité en fonction du volume de cette cavité, c'est à dire, pratiquement, du niveau de l'eau introduite dans le bocal.

Comme je ne cherchais pas une grande précision je me suis contenté d'utiliser des fréquences en rapport simple avec la fréquence du secteur et d'en contrôler la stabilité en observant des courbes de LISSAJOUX sur un oscillographe.

Les courbes donnant la variation de pression dans la cavité en fonction de la hauteur d'eau dans le bocal sont remarquablement régulières et permettent aisément de déterminer à moins de 0,5 mm près la hauteur d'eau correspondant à la résonance.

Cette résonance est assez pointue pour que, dans son calcul, on puisse négliger la résistance du col devant son inertie. Dans ces conditions une théorie très simple montre qu'à la résonance on a la relation

$$\frac{L}{b} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{a b^2}{V_r} \left(\frac{\lambda}{b} \right)^2$$

où a est la longueur de la fente (8 cm),

b la largeur de la fente,

V_r le volume de la cavité lors de la résonance,

L/b et λ/b sont les deux variables sans dimensions caractérisant le phénomène.

3. Précision des résultats

Cette précision est limitée, par les erreurs de mesure des grandeurs en cause: largeur b de la fente, volume V_r de la cavité, fréquence.

Le montage utilisé est assez rustique. La largeur de la fente s'ajuste à la main et se vérifie au pied à coulisse. On peut estimer que, même pour les petites valeurs de b , la précision de mesure est de l'ordre de $1/20$.

La mesure du volume V_r serait beaucoup plus précise s'il n'y avait doute sur la régularité de la section droite du bocal. Cependant, étant données les dimensions de ce récipient et la précision de la mesure de la hauteur d'eau, on peut estimer que V_r se mesure à $1/50$ près.

La fréquence est contrôlée par rapport à celle du secteur. Le moindre désaccord provoque un glissement des courbes de LISSAJOUX, ce qui permet un contrôle sévère.

Au total j'estime que la précision obtenue est de l'ordre de $1/20$ à $1/10$ selon les cas.

4. Résultats

Les points représentant les résultats expérimentaux ont été tout d'abord placés sur un diagramme simplement logarithmique de coordonnées L/b et $\log \lambda/b$. Ils ne se placent pas sur une droite. La relation qui lie L/b à λ/b n'a donc pas la forme

$$\frac{L}{b} = A + B \log \frac{\lambda}{b}$$

qui résulterait de la théorie proposée par PEDERSEN¹.

En revanche, les points représentatifs se placent d'une manière remarquable sur une droite si l'on utilise un diagramme doublement logarithmique, et

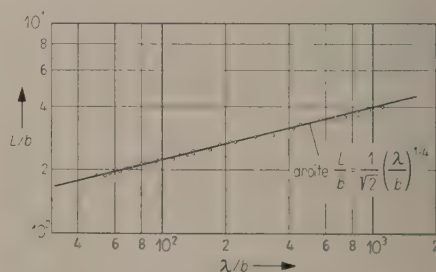


Fig. 3. Les résultats expérimentaux.

¹ P. O. PEDERSEN, Lydtekniske Undersøgelser. Ingeniørvidenskabelige Skrifter, Nr. 5. Académie des Sciences Techniques, Copenhagen 1940.

l'équation de cette droite correspond à la relation suivante (Fig. 3) :

$$\frac{L}{b} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\lambda}{b} \right)^{\frac{1}{4}}.$$

Les écarts entre les valeurs mesurées de L/b et celles que donne la relation empirique ci-dessus sont inférieurs à $6/100$.

J'ai été le premier étonné d'avoir obtenu des ré-

sultats si cohérents dans un domaine aussi large: λ/b varie en effet de 48 à 1130.

Quelques mesures ont été faites sur des fentes en paroi épaisse: 1, 2 et 5 cm; les largeurs de fente étaient de 1 et 1,5 cm. Les corrections de longueur qui ont été mesurées sont légèrement inférieures à celles qui avaient été obtenues en paroi mince: les écarts sont en moyenne de 7 pour cent et n'ont jamais excédé 12,5 pour cent.

(Reçu le 10 Juillet 1961.)

AMPLITUDE DISTRIBUTION ANALYZER BY MEANS OF ELECTRONIC INTEGRATORS

by A. CHIESA

Laboratori Gomma, Pirelli S. p. A., Milano, Italien

Summary

A method is described whereby, beside the average value, the amplitude distribution of a signal of any form can be obtained through partial integrations of various amplitude intervals. The method is particularly suitable for analysing phenomena of continuous, although irregular form. The chief advantage of the method lies in its resolution by an electronic analogue computer. Hence, whatever the form and duration of the signal, an accurate result can be obtained with precision and speed. The report gives some examples of application and shows how the type of representation may be used to examine whether the function has a Gaussian distribution.

Sommaire

On décrit une méthode qui permet d'obtenir la distribution d'amplitude d'un signal de forme quelconque par l'intégration partielle de différents intervalles d'amplitude. Cette méthode est particulièrement avantageuse pour l'analyse de phénomènes continus mais de forme irrégulière. Un avantage capital de la méthode est qu'elle utilise des calculateurs d'analogie électroniques, dont le fonctionnement est très rapide, précis et automatique, quelle que soit la forme et la durée du signal. Enfin le rapport donne quelques exemples d'application et montre comment le type de représentation introduit peut être utilisé pour essayer si une fonction a une distribution Gaussienne.

Zusammenfassung

Es wird eine Methode zur Bestimmung der Amplitudenverteilung beliebiger Signale durch partielle Integration verschiedener Amplitudenbereiche beschrieben. Die Methode ist besonders geeignet für die Analyse kontinuierlicher Vorgänge mit unregelmäßigem Kurvenverlauf. Ein besonderer Vorteil der Analyse liegt darin, daß sie mit elektronischen Analogrechnern unabhängig von Form und Dauer des Signals schnell, genau und automatisch durchgeführt werden kann. Einige Anwendungsbeispiele werden gegeben und es wird gezeigt, wie die angeführte Art der Darstellung die Möglichkeit einer Prüfung bietet, ob die Funktion einer Gauss-Verteilung entspricht.

1. Amplitude distribution of irregular quantities

A regular quantity is, by definition, a quantity of which the "instantaneous value" is known at every instant, generally through its mathematical expression $a=f(t)$.

For irregular time-variable functions, a graphical record can provide the value of the instantaneous amplitude; however, in many cases such detailed information is too complicated for a complete understanding of the phenomenon being studied.

The most suitable procedure is then the represen-

tation of the random function through its power density spectrum [1]. This spectrum provides direct information about the frequency composition, which generally is the most important information, and allows some indication about the amplitude distribution to be obtained. RICE [2] has stated some rules to deduce from the power density spectrum the number of times that the function passes through zero or passes through an arbitrary level with positive slope. However, this information is not completely exhaustive; moreover many problems do not require the determination of the power spectrum, generally

difficult to obtain, but only information about the amplitude distribution.

In this paper a procedure will be discussed, whereby, using an electronic analogue computer, the amplitude distribution of the signal can be obtained quickly and accurately.

The amplitude distribution may be defined as follows: given the graphical record of the quantity as a function of time, obtain the diagram in which, for every level of the function the amount of time in which this level has been reached or exceeded is plotted; this amount of time can be referred to the total time, that is to say "normalized".

Generally a quantity presents both positive and negative values. Each part can be analyzed separately or, if the sign does not matter for the problem under study, it is possible to analyze both parts together by reversing the sign of one part. This operation does not present any difficulties using the electrical procedure discussed below. For the sake of simplicity, only unidirectional quantities will be considered in this paper.

The given definition of the amplitude distribution for any function $y=f(t)$ (Fig. 1 a) leads to a diagram (Fig. 1 b), in which, for every level y_m, y_n plotted as its ordinate, the corresponding sum of the intervals $\Delta t_m, \Delta t_n$ for which the instantaneous value is equal to or higher than y_m, y_n is plotted as its abscissa. It is appropriate to normalize the t -values as ratios to the overall time T , that is $\Delta t_m/T, \Delta t_n/T$. Being $y_m > y_n$ the relation $\Delta t_m/T < \Delta t_n/T$ always holds, that is to say, the amplitude distribution function decreases monotonically.

It is interesting to note that this amplitude distribution is substantially similar to the well known probability distribution function, that is to the integral curve of the probability density function. However some changes have been taken into account in this paper.

It is known that, if $p(x)$ is the probability that the function has the value x , the probability that its value is comprised between a and b is given by

$$P(a < x \leq b) = \int_a^b p(x) dx$$

and more generally the probability that its value is less than or equal to X ($x \leq X$) is given by

$$P(x \leq X) = \int_{-\infty}^X p(x) dx.$$

The curve of $P(x \leq X)$ vs. X is the curve of the probability distribution function. In the case of the Gaussian or Normal distribution, the value of this curve is 0 for $X = -\infty$, is 0.5 for $X = 0$ and 1 for $X = \infty$.

The probability distribution function defined in the present paper deals separately with the positive

and negative parts of the signal and considers the probability that the signal is equal to or greater than (as absolute value) a given level (as absolute value). In particular, the probability that the signal (as absolute value) is equal to or greater than zero is obviously 1.

There is lastly a formal difference due to the fact that in the chosen type of representation the axes have been reversed with respect to the usual orientation, inasmuch as the probability, expressed as part of time referred to the total time, is plotted on the abscissae axis and the levels on the ordinates axis. This choice of axes was suggested by the possibility of graphical constructions, as shown in Fig. 1, which are particularly helpful.

To conclude, it is evident that the chosen type of representation, despite some formal differences, provides information which is equivalent to that of the probability distribution function usually defined in the textbooks.

2. Instrumentation for obtaining the amplitude distribution diagram

To obtain the diagram described above (Fig. 1 b), a graphical procedure would be possible; however, it can easily be realized that this operation may be very cumbersome and inaccurate, particularly for long-lasting irregular processes. Electrical methods lend themselves very well to this purpose. However, the methods hitherto proposed and described involve discontinuous evaluations and some loss of accuracy is therefore inevitable.

GEORGE [3] uses a system of thyratrons and mechanical counters to totalize the amounts of time during which a variable voltage exceeds a certain number of pre-set values. Higher counting speeds are achieved in the devices described by GROSSKOPF [4] and FONTANELLAZ and WEY [5], both employing a NEUMANN slide recorder, in which the overall stroke is divided in many slices; the amount of time during which the signal lies in each slice is measured in the GROSSKOPF device by charging a condenser with periodic electrical pulses and in the FONTANELLAZ and WEY device through electromechanical counters. A similar device, suitable for even higher counting speeds, is presented by CAFFUCCINI, CHINNI and FRANCHINI [6]; slicing is here achieved electrically.

It must be pointed out that all these procedures involve a twofold discontinuity. The first arises from the evaluation of the time duration by counting impulses; this drawback is not a serious one, because it can be reduced through sufficiently high frequency of the impulses or removed altogether through continuous evaluation of time intervals, as for instance by charging a condenser, as done by HOFF and JOHN-

SON [7] and by CARLI [8]. The second discontinuity is peculiar to all methods described above and arises from the discontinuous slicing of the signal, which does not provide any information about the end profile in the inner of every slice. Thus the same information refers to two functions, which can be very different in this respect (Fig. 2).

3. Evaluation of the amplitude distribution diagram by measurement of partial areas

It is possible to improve the accuracy of the analysis by adopting a method of multiple integration, which takes into account the actual profile of the signal within the slices.

The procedure is based on the evaluation of the area of each slice between two levels y_a and y_b (Fig. 3 a). This is done by subtracting the area delineated by the curve of the function and the segment $B_1 B_2$ from that delineated by the curve of the function and the segment $A_1 A_2$. The area of the slice, divided by amplitude of the slice $\Delta y = y_b - y_a$ and normalized, provides the average value of the length of the slice (Fig. 3 b); that is:

$$\lambda \left(\frac{y_a + y_b}{2} \right) = \frac{\int_{A_1}^{A_2} [f(t) - y_a] dt - \int_{B_1}^{B_2} [f(t) - y_b] dt}{\Delta y T} \quad (1)$$

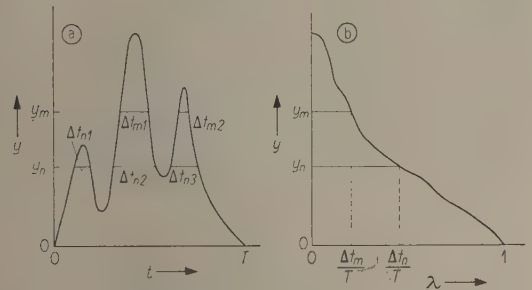


Fig. 1. a) Function to be analyzed. b) Amplitude distribution function. $\Delta t_m = \Delta t_{m1} + \Delta t_{m2}$, $\Delta t_n = \Delta t_{n1} + \Delta t_{n2} + \Delta t_{n3}$.

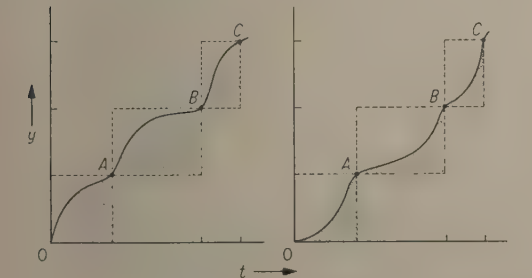


Fig. 2. Coarse evaluation of two different functions both passing through the same points A B C. Areas of inaccuracy are shaded.

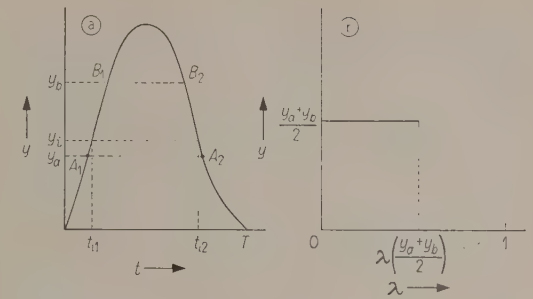


Fig. 3. Method for obtaining the average lengths of the abscissae of the distribution diagram through successive differences of areas. a) Diagram of the function to be analyzed. b) Abscissa of the distribution diagram corresponding to the slice under study.

The length $\lambda(y_i) = (t_{2i}/T) - (t_{1i}/T)$ is obtained by varying continuously y_i from y_a and y_b (Fig. 3a); in this procedure $\lambda(y_i)$ is substituted by the average length $\lambda[(y_a + y_b)/2]$ defined by the expression (1). It is evident that this procedure provides an average value of λ_i , which takes the true profile of the function inside every slice into account; the only approximation involved is the arbitrary positioning of the length λ_i in the average ordinate $(y_a + y_b)/2$ (Fig. 3 b); this is generally acceptable owing to the relative small amplitude of the slice Δy compared with the overall level achieved by y .

4. Electrical plotting of the amplitude distribution diagram

To obtain the amplitude diagram it is very helpful to use the operative elements of an electronic analogue computer, provided that the function to be examined may be put into an electrical form. In some instances the analysis might be carried out directly from the function under study; in this case an analogue computer, to which the signal is to be fed, must be readily available. However it is generally more convenient to record the signal on magnetic tape or on a similar device and to play it back for the analysis.

The procedure is based upon two main operations, which must be performed on the analogue computer: viz slicing the signal and integrating with respect to the time. The way in which the first operation is performed partially depends on the second, which is the fundamental; therefore this second operation will be discussed first.

4.1. Evaluation of the average value of a signal by means of electrical integration

Various electrical procedures have been devised to perform integrations, according to the nature of the process under study.

For signals changing very slowly, low inertia motors can be used, in which the angular speed depends on the quantity to be integrated; another similar device punches a tape, which progresses at constant speed, at every partial accumulation [9]. To analyze faster signals, with which the present paper mainly deals, other physical principles are used. BERANEK [10] and DUNN [11] integrate electrical signals by means of a galvanometer working as a fluxmeter; intervals as long as several tens of seconds can be investigated in this way. BARON [12] uses a galvanometer to average previously amplified microphonic currents; time intervals do not exceed two minutes.

Signal integration can also be achieved by electrical passive networks. However time constants are severely limited and long-lasting integrations, such as are generally needed for studies of irregular oscillating processes, are therefore prevented.

For instance, the integration in the correlator described by EXNER [13] is accomplished by an RC network with a time constant of 0.05 seconds. Similar networks are often used in various measuring devices; the time constant should not exceed one second.

It is well known that this limit may be appreciably increased by using active integration networks [14]. In these circuits a direct current amplifier with particular characteristics is fed back by the condenser of an RC network [15]. Differential amplifiers (Fig. 4 a) of various types [16] are very well suited to this application.

This circuit has the great advantage of a very long period of integration, because its time constant is the product of RC multiplied by the open loop gain A of the amplifier, that is $\tau = A.R.C$.

For the present application it is advisable to remember that when two signals e_{i1} e_{i2} are fed into the input through two equal resistances R , the output voltage equals the integral of the sum of the two input voltages multiplied by a constant (Fig. 4 b). For the sake of simplicity, the active integration circuit is generally indicated by a particular symbol (Fig. 4 b), which will be adopted in this paper too. If, instead of a condenser, in the feedback loop there is a resistance of the same value as the input resistance, the output voltage is equal to the input voltage (Fig. 4 c), but with the sign reversed.

In this way HOLMES and DUKES [17] achieved integration periods as long as ten seconds and FONTANELLAZ and WEY [5] up to 30 seconds. With an almost similar circuit integration periods as long as one minute were obtained by LEIBOWITZ [18].

Thanks to the very high gain of the modern operational amplifiers, periods of some minutes can easily be achieved [19] and further improvements

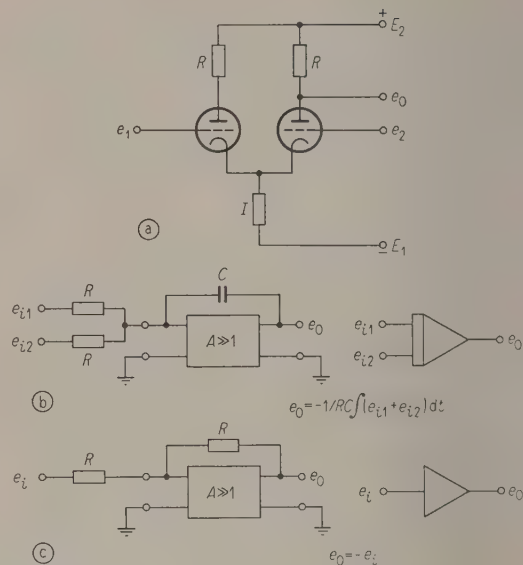


Fig. 4. Principles of application of the operational amplifiers.

- Fundamental stage of a differential amplifier.
- Integrating network for two input quantities e_{i1} e_{i2} .
- Sign reversing network.

can be obtained by the stabilization of the direct current amplifier by inserting in parallel an alternating current amplifier operated by an electromechanical or electrical chopper [15].

The evaluation of the average value of the partial areas in the analyzer described below has been accomplished with chopper-stabilized amplifiers. The circuit symbols already introduced for the non-stabilized amplifier circuits hold good for the stabilized amplifiers too (Fig. 4 b and 4 c).

4.2. Slicing the signal

One of the easiest and most reliable ways to slice the signal is to use diodes and direct current biasing batteries. The same principle was adopted by ZOLL [20] in a similar device and is moreover well-known

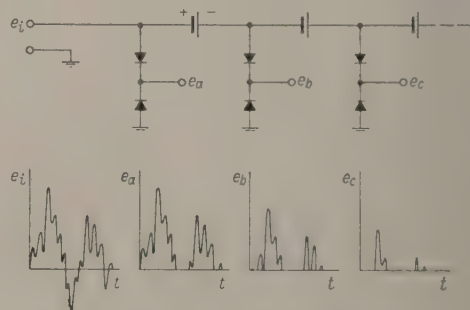


Fig. 5. Principle of the slicing operation. e_i input signal to be studied; e_a e_b e_c sliced signals.

in electrical analogue computer techniques to obtain non-linear operative elements (see, for instance, KORN [15] and SOROKA [21]).

Slicing is accomplished by chains of batteries giving increasing (or decreasing) voltages, which cut off different parts of the signal through diodes (Fig. 5); at every junction a signal $e_a e_b e_c$ is available which is formed by the upper (or the lower) part of the original signal according to the value of the bias in every level.

4.3. Assembly of the amplitude analyzer

Keeping in mind that the abscissae of the amplitude distribution diagram are differences of partial areas divided by the total time T (see Section 3), the diagram could be obtained by integrating the areas of the signals $e_a e_b e_c$ (Fig. 5) and by subtracting these areas from one another. However, this procedure is complicated by the fact that the signal levels to be integrated are very different from the first to the last integrator, hence uniform performance of the units is inhibited. It is found most suitable to use a more complicated circuit, which makes it possible to feed into each integrator two partial signals (for instance e_a and e_b of the Fig. 5), one of which has previously been sign-reversed (Fig. 4 c). In this way the integrator directly yields the integral of the difference between two partial signals, that is the required integral of the sliced portion.

In a ten-channel analyzer, actually set up on an analogue computer, two direct current biasing chains of opposite sign (Fig. 6) process the input signal, the change of sign for one chain having pre-

viously been effected by means of an operational amplifier. Each of the integrators performs the integration of the difference between two signals, which are picked off from the opposite chains in the nodes n and $n+1$ respectively. Reading of final values is accomplished by successively switching each integrator output to a voltmeter.

5. Features of the amplitude analyzer

It is convenient to survey the sources of error of the different parts of the device. Biasing voltages must, of course, be as precise as possible; otherwise the combinations of the positive and the negative parts of the signal to be fed into the integrators will be incorrect. Moreover the internal resistance of the batteries must be negligible compared with the internal resistance of the diodes.

Hg-batteries of 1.4 volts and at least one ampere \times hour have been found to meet this requirement; their internal resistance must not exceed 2 ohms. Diodes must approximate ideal conditions as closely as possible; they must exhibit the lowest direct resistance and the highest inverse resistance; this must hold good for very low voltages too. Diodes must also exhibit no internal biasing voltage. Satisfactory performance has been obtained with gold-bonded Germanium diodes¹. Currents with inverse ratios as low as 10^{-6} can be obtained with direct resistance of about ten ohms.

Operational amplifiers represent, of course, the most difficult part of the whole system. It is rather hard to define their performance, because of the great variety of types available to-day. The following data refer to amplifiers of an electronic analogue computer [22] of the chopper-stabilized type.

The accuracy of each unit, at impedance ratio of one, is better than 1%; a maximum output of 50 volts may be attained with drift of less than 0.5 volt per hour. Integration periods as long as several tens of minutes are then quite possible.

6. Performance of the amplitude analyzer

To check the system, tests with very steep square waves exceeding all the ten pre-set voltage levels have been previously carried out. All channels must of course display the same integration value, since all RC constants are kept equal. Frequencies covering the very broad range from 0.05 to 100 c/s have been used with two integration intervals, viz 10 seconds and one minute. With a total of 120 determinations, standard deviation has been shown to be 2.3% and no single deviation was greater than

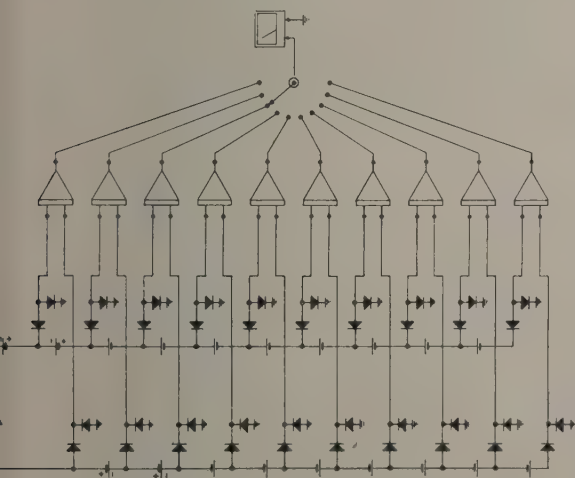


Fig. 6. Block diagram of the ten channel amplitude analyzer practically built.

¹ Philips Gold-bonded diodes O A 9.

5%. This test can also be considered as a calibration for every channel. Thus a considerable error may arise from the systematic differences of the components among the various channels, as can be easily realized by considering the great number of components, namely twenty batteries, forty diodes and ten operational amplifiers, with ten input resistances and ten feedback condensers.

Successive tests investigated the performance of the analyzer under sinusoidal condition. Standard deviation proved to be 1.5% on a total of 90 measurement and no single deviation was higher than 3.5% in the frequency range from 0.5 to 250 c/s.

So far as frequency range is concerned, it must be pointed out that the 250 c/s limit reached in the described tests is due to the particular analogue computer used, which is designed for low frequencies. However, suitable electronic circuits could easily be devised making possible the analysis of signals covering, for instance, the whole acoustical range; other components of the system, such as diodes and batteries, should not cause any difficulty.

Further investigation must be concerned with the error due to the drift of the amplifiers. Tests may be carried out on a single representative channel for various integration intervals varying from 10 to 600 seconds. Discrepancies have been shown to be as low as 0.3%, and may be neglected therefore. However it should be pointed out that, more generally, the error is due not so much to the drift rate but rather to the signal level-drift level ratio. Thus unfavourable conditions can arise, where in some channels the signal is extremely small: the error can then become serious. To avoid or, at least, to reduce this drawback, the time constant of every channel could be regulated, in order to get the most profitable gain conditions.

7. Some application

The type of representation chosen lends itself very easily to compare the peak values attained by the quantity with its average value or its square value. It may be noted that the average value can be obtained directly from the same circuit (Fig. 6) set up for the amplitude analysis, by utilizing only one integrating element; for its square value a squarer should be previously inserted.

As an example of application, the amplitude analysis of the vertical oscillations of a running four wheel vehicle [23] may be considered.

In this research it was possible, using the method described, to determine the relationship between the peak values attained at random and the average or r.m.s. values. Moreover it was possible to compare

the amplitude distributions of the quantities under study with the Gaussian distribution. From the theory of random function it is known that, if a function has a Gaussian distribution, there is a probability of 0.317 that its value will exceed the r.m.s. value, and a probability of 0.046 that it will exceed twice the r.m.s. value. From the amplitude distribution obtained using the described method it is possible to deduce directly the probabilities corresponding to various multiples of the r.m.s. value. In the mentioned [23] analysis of the vertical oscillations of a four wheel vehicle it was found that the amplitudes of vertical oscillations agree fairly well with the Gaussian distribution.

8. Conclusion

The method is based upon a simple and clear representation of the amplitude distribution of any function and the procedure has substantially less errors than other systems in general use.

The advantage of the method lies in the utilisation of an analogue computer, in which the auxiliary parts requirement is small. The accuracy of the analysis remains practically of the same order as that of the used computer, hence generally good. The procedure is quick and easy to perform and, if necessary, a large automation is possible.

Finally some mentioned applications show how the procedure lends itself to compare immediately the amplitude distribution of a function of whatsoever form and duration with the Gaussian distribution.

Acknowledgement

The Author wishes to thank Prof. G. G. SACERDOTE and Prof. Ing. V. ZERBINI for their helpful criticism during the course of this work and Ing. G. TANGORRA and Mr. L. CARENZI for their assistance with the computer.

(Received October 27th, 1960.)

Literature

- [1] GRANDALL, S. H., *Random Vibration*. M.I.T., Wiley & Sons, New York 1958.
- [2] RICE, S. O., *Mathematical Analysis of Random Noise*. Bell Syst. Tech. J. **23** [1944] and **24** [1945].
- [3] GEORGE, R. W., *Signal Strength Analyzer*. Electronics **1** [1951], 75.
- [4] GROSSKOPF, J., *Statistical Studies of Short Waves Transmission Paths*. F. T. Z. **6** [1953], 373.
- [5] FONTANELLAZ, G. and WEY, E., *Zwei neue Geräte für statistische Messungen*. Bull. Techn. P. T. T. **3** [1954], 87.
- [6] CAPPUCINI, F., CHINNI, A. and FRANCHINI, G., *Un contatore elettronico per il rilievo statistico della*

- intensità di campo elettromagnetico. *L'Elettrotecnica* **XIII** [1955], 610.
- [7] HOFF, R. S. and JOHNSON, R. C., A statistical Approach to the Measurements of Atmospheric Noise. *P.I.R.E.* **2** [1952], 185.
- [8] CARLI, M., Uno strumento per l'analisi statistica delle grandezze elettriche variabili. *Bollettino Istituto Sperimentale delle Poste e delle Telecomunicazioni* **VIII**, 5 [1959], 512.
- [9] FERRARI, F., Registrieren und Auswerten. Verfahren, Geräte und Anwendungen der statistischen Meßtechnik. *Z. Ver. deutsch. Ing.* **94** [1952], 101.
- [10] BERANEK, L. L., *Acoustic Measurements*. Wiley & Sons, New York 1950.
- [11] DUNN, H. K., The Grassot Fluxmeter as a Quantity Meter. *Rev. Sci. Instrum.* **10** [1939], 368.
- [12] BARON, P., Dispositif d'Integration de l'Intensité Acoustique. Application à la Mesure du Bruit des Machines. *Acustica* **6** [1956], 412.
- [13] EXNER, M. L., Untersuchung unperiodischer Zeitvorgänge mit der Autokorrelations- und der Fourieranalyse. *Acustica* **4** [1954], 365.
- [14] CHANCE, B. et al., *Waveforms*. McGraw Hill, New York 1954.
- [15] KORN, G. A., *Electronic Analog Computers*. McGraw Hill, New York 1952.
- [16] ELMORE, W. C. and SANDS, M., *Electronics Experimental Techniques*. McGraw Hill, New York 1949.
- [17] HOLMES, J. N. and DUKES, J. M. C., A Speech-Waveform Correlator with Magnetic-Tape Delay and Electronic Multiplication. *Inst. El. Eng.* **101** [1954], 225.
- [18] LEIBOWITZ, R. C., Analog Integrating of Transient Waveforms. — *Instr. and Aut.* **30** [1957], 1881.
- [19] CHIESA, A., Integrating Device for the Evaluation of Irregular Oscillatory Phenomena. *Acustica* **1** [1956], 212.
- [20] ZOLL, D. J., Simple Plotter Analyzes Radar Noise Rapidly. *Electronics* **3** [1958], 162.
- [21] SOROKA, W. W., *Analog Methods in Computation and Simulation*. McGraw Hill, New York 1954.
- [22] K 2-W Operational Amplifier, K 2-P Stabilizing Amplifier. George A. Philbrick Res., Inc., 230 Congress Street, Boston 10, Mass. U.S.A.
- [23] CHIESA, A., Vehicle Vertical Vibration and Tire Performance. S.A.E. Meeting Detroit March 1962. To be published in S.A.E. Special Publications 1962.

CONSTANT-BEAMWIDTH ARRAYS FOR WIDE FREQUENCY BANDS

by J. C. MORRIS and E. HANDS

Department of Electrical Engineering, University of Birmingham

Summary

After reviewing the need for constant-beamwidth arrays effective over a wide frequency band, and several ways of designing them, a particular system of design is studied in more detail; this uses the method of superposing a number of deflected basic directional patterns, the separation between their centres increasing with frequency. A particular design for an underwater acoustic array covering a 9-to-1 frequency range with a beamwidth constant to about $\pm 9\%$ is described, together with some experimental results obtained with it.

Sommaire

Après avoir reconnu la nécessité d'établir un appareil produisant un faisceau sonore de section constante dans une large bande de fréquence, nous avons examiné différents moyens de résoudre ce problème; nous donnons le projet détaillé d'un système particulier. Nous employons la méthode qui consiste à superposer un certain nombre d'éléments de bases dirigées où la distance des centres croît avec la fréquence. On décrit un appareillage destiné à l'acoustique sous-marine qui couvre une gamme de fréquences variant de 9 à 1 et dont la largeur du faisceau est constante à $\pm 9\%$; on indique les résultats expérimentaux obtenus avec cet appareil.

Zusammenfassung

Die Notwendigkeit von Strahleranordnungen, bei denen sich der Öffnungswinkel der Richtkeule über einen größeren Frequenzbereich nicht ändert, und verschiedene Möglichkeiten solche Anordnungen aufzubauen, werden besprochen. Ein spezielles System wird genauer behandelt. Bei diesem System werden die Richtcharakteristiken mehrerer Strahler überlagert. Der Abstand zwischen ihren Ursprungspunkten wächst mit der Frequenz. Die praktische Ausführung einer Strahleranordnung für Wasserschall, bei der sich der Öffnungswinkel der Richtkeule in einem Frequenzbereich 9 : 1 um nicht mehr als $\pm 9\%$ ändert, wird zusammen mit einigen experimentellen Ergebnissen, die damit erhalten wurden, beschrieben.

1. Introduction

In conventional echo-location systems a relatively narrow bandwidth is utilised to find the range and bearing of an unknown target. By using a very wide

bandwidth not only would it be possible to detect targets more easily but in addition there is a possibility that more information could be obtained about the target. For instance, when acoustic echo-

location systems are used for fish finding it is possible to exploit certain properties of the fish in order to yield extra information. It is known that fish have a definite frequency response depending upon their shape and size, therefore by transmitting a broadband signal, and observing the frequency characteristics of the returning echoes, it should be possible to distinguish between different species of fish.

One of the basic requirements in such a broadband system is an array having a constant beamwidth over the appropriate range of frequencies, in order that a correction factor will not have to be applied to the apparent frequency response of the target due to its bearing within the beam, if indeed its bearing can be determined. Theoretically there are several ways in which a constant beam-width array can be produced, but in order to show the principles on which such an array is based, it is better, first, to consider the way in which a conventional strip array falls short of the wide-band requirements. For a conventional linear strip array of length l the directional pattern in its normalised form is given by

$$D = \sin x/x \quad (1)$$

where $x = (l\pi/\lambda) \sin \Theta$, and Θ is the physical angle of a particular direction relative to the normal to the array.

Therefore if the beamwidth of an array β is defined as the physical angle between the half-power points, then it can be shown that

$$\beta = 2 \arcsin \frac{1.39 c}{l f} \quad (2)$$

This illustrates the way in which the beamwidth is dependent upon the product of the array length and the frequency of operation. For an array of fixed length the beamwidth decreases as the frequency increases, and clearly such an array could not be used to find the frequency response of a target unless the target was known to be situated along the array normal.

2. Methods of obtaining constant beamwidth

2.1. Constant beamwidth obtained by varying the effective length of the array

As previously mentioned the beamwidth is controlled by the product of the array length and the frequency, so that if this product could be made constant over the frequency range involved, then a constant beamwidth would result. One method of achieving this (see Fig. 1) is to connect the outermost elements of the array to the receiving amplifiers by means of low-pass filters, arranged so that the frequency of cut off increases towards the centre

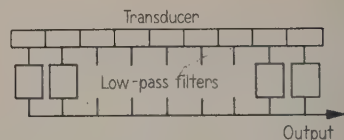


Fig. 1. Constant-beamwidth using low-pass filters.

of the array. This effectively shortens the array as the frequency increases and so maintains the constant beamwidth. This method is however complicated by the fact that as all the filters have different cut off frequencies and therefore different phase characteristics, the formation of the pattern by combining all the filter outputs would be impossible.

Another much cruder method, (see Fig. 2) which employs the same principle, consists of combining a set of resonant arrays with their resonant frequen-

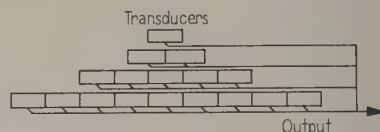


Fig. 2. Constant beamwidth using a group of resonant arrays.

cies distributed over the required range. By arranging the resonant arrays so that each one has the same effective beamwidth at its resonant frequency, a fairly constant beamwidth could be maintained over the whole working range.

2.2. Constant beamwidth obtained by the use of delays

Another method that can be used is based on the fact that if an array is physically curved in a convex manner then a wider beamwidth results. This principle could be used to give a constant beamwidth by interposing delay lines between each element of the array and the adding circuit (see Fig. 3), if the delay lines are arranged so that the delay of each increases with increase of frequency, and increases

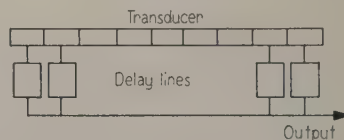


Fig. 3. Constant beamwidth using delays.

more rapidly for the outer sections. The final result is that the array is effectively straight at low frequencies but as the frequency increases the array becomes more and more curved. It is however believed that this system has not as yet received any detailed attention.

2.3. Constant beamwidth using two receivers

If two point receivers are spaced a certain distance apart, when a signal is received, from a bearing which is not perpendicular to the transducer faces, then there is a time difference between the two signals. The greater the bearing the greater is the time difference, so that by correlating the two signals in time it is possible to reject signals which do not fall within a certain bearing. Although the actual correlation process would be very involved for conventional pulsed sonar signals, if frequency modulated signals were used the process would become much simpler, because in this case the time intervals could be represented as the difference in frequency between the two signals.

The most important point to note about this method is that it is based upon time delays and therefore if omni-directional receivers are used it becomes completely independent of frequency.

A disadvantage is that the correlation process is irreversible and therefore an array based upon this principle could not be used as a constant-beamwidth transmitter but only as a receiver.

Further discussion of this system may be found elsewhere [6].

2.4. Constant beamwidth obtained by the use of synthesis

Another more elegant solution to the problem, suggested by TUCKER [2], is based on the synthesis of directional patterns from elementary $\sin x/x$ patterns using delay lines. If instead of adding directly all the individual signals from each element of the array, we connect to equi-spaced tapings along a delay line (see Fig. 4), then for a continuous strip array it can be shown [3] that the direc-

tional pattern is displaced along the x -axis by an amount $\Phi/2$ where Φ is the total phase shift of the delay line. The resulting directional pattern then becomes

$$D = \frac{\sin(x \pm \Phi/2)}{(x \pm \Phi/2)}, \quad (3)$$

the positive and negative signs representing the outputs from the two ends of the delay line.

Using this fact any desired pattern can be synthesised by adding the outputs from a number of delay lines to the undeflected pattern. By arranging r delay lines so that the phase shift increases with increase of frequency, a constant beamwidth can be maintained over a frequency range of ratio $(2r+1)$, by superposing $(2r+1)$ patterns, one being the undeflected pattern and the remainder being derived from the $2r$ outputs from the r delay lines. The highest frequency is reached when the peak of one delay line pattern falls on the zero of the next. This arrangement has the effect of widening the x -axis response by displacing the individual delay line patterns along the x -axis and thus compensating for the narrowing of the angular beamwidth frequency. As zeros occur at multiples of π radians along the x -axis, at the highest frequency the pattern displacements due to the delay lines must be arranged to be consecutive multiples of π radians. If the frequency range is increased beyond the designed maximum then dips will occur in the main beam.

In the system described by TUCKER [2] in 1957, a 19-element transducer was to be used in conjunction with 4 delay lines to give a constant beamwidth over a 9-to-1 frequency range, with each delay line causing an x -axis deflection which varied linearly from zero at the lowest frequency to a multiple of π radians at the highest, (i. e. at the highest frequency, π for the first delay line, 2π for the second and $r\pi$ for the r^{th} delay line).

Unfortunately although the beamwidth is the same at the extremities of the frequency range, it is not constant over the whole of the range.

Later, a method was derived to calculate the ideal delay-line phase characteristics which would be required in order to produce a genuinely constant beamwidth array, but it was found that such delay lines were not realisable. However, if the requirement of zero phase shift at the lower frequency limit is removed, it is found that the characteristic of a simple LC lattice network (see Fig. 5) comes nearest to the desired result. The phase characteristics for these simple delay lines have been calculated and are shown in Fig. 6, compared with a few of the points on the idealised characteristics. One point to note is that for the purpose of calculation the fre-

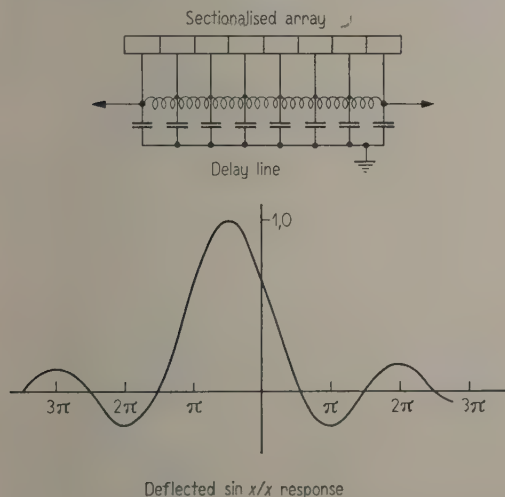


Fig. 4. Schematic arrangement of array with delay line.

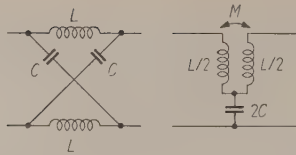


Fig. 5. Simple lattice delay line section and its equivalent "T" section.

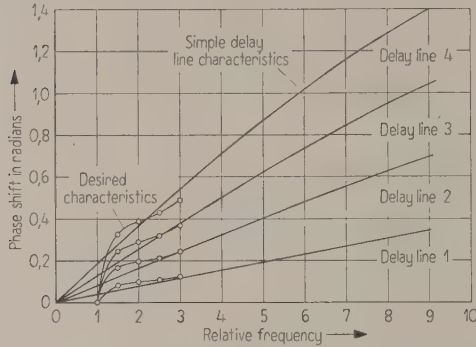


Fig. 6. Desired delay line characteristic compared with that of a simple delay line.

quency scale has been normalised in such a way that the lowest frequency of operation has been taken as unity, and hence the highest frequency is 9.

The effect of taking the phase shift down to zero at zero relative frequency is to increase the beamwidth at the lowest frequency, but the total variation over the whole frequency range was found to be of the order of only $\pm 9\%$, and a set of theoretical curves (see Fig. 7) have been calculated to show the way in which the beam patterns change with frequency.

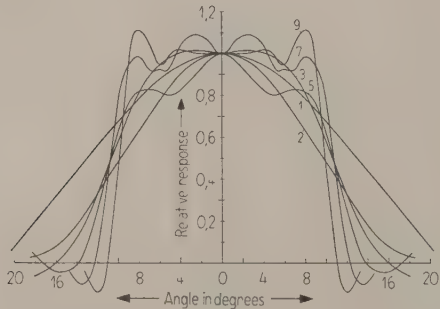


Fig. 7. Theoretical beam patterns at various relative frequencies.

3. Construction of a constant-beamwidth array

Based upon the synthesis method of TUCKER, work was started on the construction of a constant-beamwidth array to work over a 9-to-1 frequency range, the actual designed range being 8.33 kc/s to 75 kc/s. A schematic diagram of the apparatus is shown in Fig. 8. The 19 sections of the transducer feed into

pre-amplifiers, and thence are decoupled into 4 delay lines besides being added directly. The direct output and the outputs from the two ends of each of the delay lines are then fed into other amplifiers and thence to the phase correcting network before final addition. The phase correcting network is required prior to the adding unit, in order that the outputs to be combined have the same phase relationships when the signal is normal to the array.

A complete array having a total length of $19\frac{1}{2}$ inches (49.5 cm) was made up of 19 magnetostrictive transducer sections spaced $1\frac{1}{16}$ inches apart, and due to the availability of suitable laminations the resonant frequency was 175 kc/s. This meant that the whole array was working well away from its resonant frequency and in consequence was not very sensitive. At first difficulties were experienced in the mounting of the transducers due to the non-existence of nodal points when the transducers are working below their resonant frequency. By rigidly mounting the transducers at their resonant nodes, mechanical coupling existed between the individual elements of the transducer at all frequencies within the working range. This problem of mechanical coupling was however solved by mounting the individual sections on sponge rubber.

3.1. Design of the delay lines

The 4 delay lines required for the constant-beamwidth array were designed using the equivalent "T" derivative of the simple lattice network, as previously shown (see Fig. 5). Although this is one of the simplest types of delay-line section the total beamwidth variation over the whole frequency range is only of the order of $\pm 9\%$.

The actual values were calculated from the basic equation

$$K = \tan \Theta/2 \tag{4}$$

where $K = \omega/\omega_0$ the relative frequency, $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ the frequency at which the phase shift is $\pi/2$ radians, Θ = phase shift per delay line section.

The delay line details are shown in Table I, where the basic parameter " ω_0 " for each of the delay lines has been calculated using eq. (4), and the values of inductance and capacitance are for the design impedance chosen, namely 600 ohms.

Table I.
Delay line parameters.

Delay line	ω_0	L	C
	kc/s	mH	pF
1	422.5	0.226	628
2	204.0	0.468	1300
3	128.8	0.742	2060
4	88.7	1.078	2990

In the actual construction of the delay lines the high degree of coupling required in the inductors was achieved by using Mullard LA 2 pot cores, in conjunction with a bifilar winding, and all the component values used were within 1% of the calculated values.

3.2. Design of the phase correcting network

In order that the patterns can finally be added together, a correcting network must be included to ensure that all the signal phases of the different patterns are the same. If it is assumed that the 5 delay lines have phase characteristics from their mid-points:

$0, \quad p_1(\omega), \quad p_2(\omega), \quad p_3(\omega), \quad p_4(\omega).$

Then in order to correct the phases, a certain phase characteristic must be added to the ends of each of the delay lines.

Thus:

- to the end of delay line 0 add $p_4(\omega),$
- to the end of delay line 1 add $p_4(\omega) - p_1(\omega),$
- to the end of delay line 2 add $p_4(\omega) - p_2(\omega),$
- to the end of delay line 3 add $p_4(\omega) - p_3(\omega),$
- to the end of delay line 4 add $0.$

If this phase correction is carried out using delay line sections having the same design impedance as the previous delay lines then they can be added directly to the ends of the delay lines without decoupling. Although this method produces the required phase correction using only passive elements, it is not very efficient in terms of components and a total of 42 delay line sections would be required.

The method used is much more elegant and utilises only 12 delay line sections, but at the expense of decoupling amplifiers. In this method the two ends of each of the delay lines are decoupled using pre-amplifiers and then added directly. This means that there is now only one effective output from each delay line and each one of these can be fed into a point along a phase correcting network, designed such that at the output from the phase corrector all the various patterns have the same phase characteristics. This is best shown diagrammatically as in Fig. 9.

In order to design this network to achieve the best possible phase correction using the minimum number of components the following procedure was adopted. It was assumed that if delay line sections were used similar to those used in the initial delay lines and that their phase characteristics were designed to meet the requirements (see Fig. 10), at 40 kc/s and 75 kc/s, then the phase errors at intermediate frequencies would be very small.

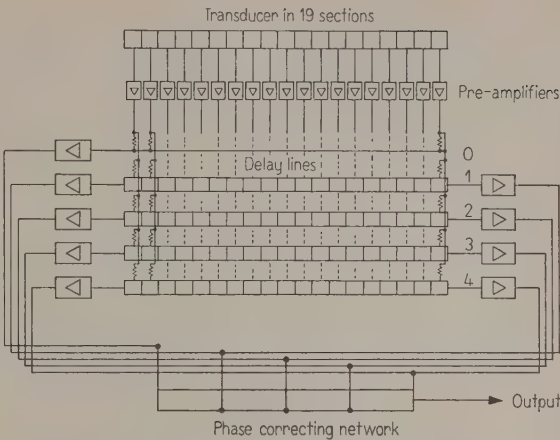


Fig. 8. Block schematic of constant beamwidth array.

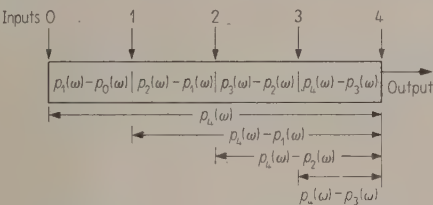


Fig. 9. Phase correcting network.

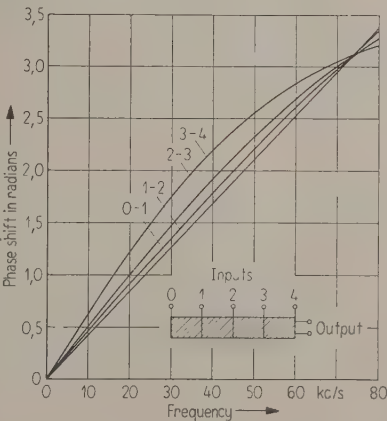


Fig. 10. Phase relationships required between each delay line termination.

For the calculations to find ω_{01} and ω_{02} , the following equations were used, with N initially equal to unity:

$$\begin{aligned} \Theta_{40} &= 2 \arctan \frac{\omega_{40}}{\omega_{01}} + 2N \arctan \frac{\omega_{40}}{\omega_{02}} \\ \Theta_{75} &= 2 \arctan \frac{\omega_{75}}{\omega_{01}} + 2N \arctan \frac{\omega_{75}}{\omega_{02}} \end{aligned} \quad (5)$$

where ω_{01} and ω_{02} were the design parameters of the delay line sections and Θ_{40} and Θ_{75} were the phase requirements at 40 kc/s and 75 kc/s.

In all cases the solutions had to be obtained by graphical methods and where no solution could be obtained using only 2 independent sections, 2 or more identical sections were combined together and used as one parameter. In these cases the equations were used making use of values of N other than unity.

The basic parameters and component values for the phase correcting network are given in Table II, and the delay line sections were made similar to the previous delay lines using a 1% tolerance on the components.

Table II.
Phase correcting network parameters.

Section		3-4	2-3	1-2	0-1
ω_{01}	kc/s	33.8	896.	129.	180.
L	mH	2.83	0.107	0.74	0.53
C	pF	7850	296	2060	1470
ω_{02}	kc/s	165	81	129.	180.
L	mH	0.579	1.18	0.74	0.53
C	pF	1610	3270	2060	1470
$\omega_{02}(2)$	kc/s	—	81	129.	180.
$\omega_{02}(3)$	kc/s	—	—	—	180.

The phase relationships for the completed array were then tested by feeding a signal into the mid-points of each of the array delay lines and noting the phase/frequency characteristic at the output of the phase correcting network. Over the whole frequency range the maximum phase error for all the different paths was found to be only 2.5%, which is permissible.

4. Testing the constant-beamwidth array and theoretical comparisons

Once the array had been completed, preliminary experiments were carried out to test the apparatus at the University of Birmingham's Underwater Laboratory at Belvide reservoir in Staffordshire. At the reservoir, the receiving transducer had been attached to a rotatable mounting at the end of a jetty, and several transmitting transducers had been positioned in the reservoir about 80 yards out from the end of the jetty. Using this arrangement it was hoped to be able to plot the beam patterns at different frequencies by simply rotating the receiving transducer about its vertical axis, and noting the amplitude of the received signals at different bearings, whilst transmitting a constant power from one of the transmitters positioned out in the reservoir.

Unfortunately it was found that point-by-point measurements were worthless due to the fact that the fluctuations in the received signal were so great. If these fluctuations had been constant about a mean value, then some useful results may have been ob-

tained by averaging methods. But it was found that even the mean value altered slowly with time, with a variation of about 3 to 1.

It was later found that according to theory [4], [5] these fluctuations were mainly caused by surface reflections, and that over the ranges involved the fluctuations due to this cause alone would be greater than 50%. Other causes of fluctuation are due to random inhomogeneities in the water and suspended bubbles.

However, as the mean value of the signal varied only very slowly with time, the rotatable transducer mounting was motorized so that it could be swept continuously through about 90 degrees in approximately 6 s. This made it possible to obtain one complete beam pattern on an oscilloscope in 6 s, by applying the detected signal to the Y -amplifier and a voltage proportional to bearing to the X -amplifier. By superposing several of these patterns photographically their general shape can be appreciated.

After several patterns had been obtained the average values were taken and superposed as points upon the theoretical curves (see Figs. 11 and 12). From these results at 30 kc/s and 50 kc/s it was

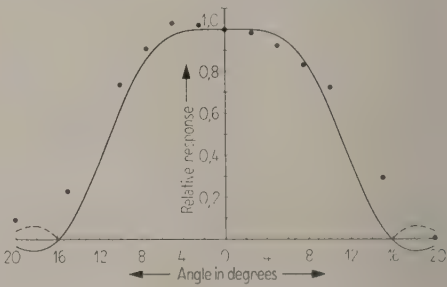


Fig. 11. Theoretical curve at 30 kc/s with practical results superposed.

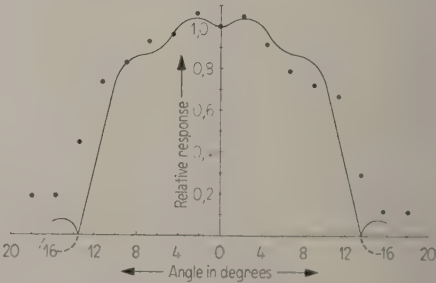


Fig. 12. Theoretical curve at 50 kc/s with practical results superposed.

concluded that the theoretical curves (see Fig. 7), showing the true beamshapes at various relative frequencies, could be taken as being correct.

It must be borne in mind that a relative frequency of 1 corresponds to 8.33 kc/s and 9 corresponds to 75 kc/s.

5. Conclusions

It has been shown both theoretically and practically that constant-beamwidth arrays can be made to work over a very wide frequency range. At present only the synthesis method has been investigated, and this has been found to give a constant beamwidth with a variation of only about $\pm 9\%$, and should be adequate for most broad-band applications. Whether or not one of the other methods would be better is open to debate, for the actual method chosen for a particular application may depend to a certain extent upon the characteristics of the transmitted signal.

Although this paper is concerned only with electro-acoustic arrays, the principles involved could equally well be applied to electromagnetic arrays.

6. Acknowledgements

The authors wish to thank Professor D. G. TUCKER and other members of the department for their help

and advice on several occasions. During the period of the research a G.E.C. Research Scholarship was held by E. HANDS and a D.S.I.R. Research Scholarship was held by J. C. MORRIS. (Received January 1st, 1961.)

References

- [1] TUCKER, D. G., Some New Possibilities in Civil Underwater Echo-ranging. *J. Brit. Inst. Radio Engrs.* **20** [1960], 301.
- [2] TUCKER, D. G., Arrays with Constant Beamwidth over a Wide Frequency Range. *Nature* **180** [1957], 496.
- [3] TUCKER, D. G., Some Aspects of the Design of Strip Arrays. *Acustica* **6** [1956], 403.
- [4] NANDA, J. N. and RAO, V. N., Fluctuations of Sound Pulses Transmitted Vertically in the Sea. *J. Acoust. Soc. Amer.* **30** [1958], 639.
- [5] WHITMARSH, D. C., SKUDRZYK, E. and URICH, R. J., Forward Scattering of Sound in the Sea. *J. Acoust. Soc. Amer.* **29** [1957], 1124.
- [6] KAY, L., A Plausible Explanation of the Bat's Echo-Location Acuity. (To be published in "Animal Behaviour".)

ULTRASONIC STUDIES IN CHEMICALLY ACTIVE LIQUID MEDIA. II. AQUEOUS SOLUTIONS OF SO_2

by M. KRISHNAMURTHI and M. SURYANARAYANA

Director's Research Laboratory, Indian Institute of Science, Bangalore, India

Physics Department, Nizam College, Hyderabad, India

Summary

Using a pulse method the ultrasonic absorption has been studied in the frequency range of 2 to 15 Mc/s in dilute aqueous solutions of sulphur dioxide gas at room temperature. The absorption peaks observed in this study are attributed to the relaxation due to the ionic dissociation reaction of sulphurous acid. The rate constants of the forward and the backward reactions are calculated using the theory of TABUCHI. The observed decrease of the rate constant of the association of the ions with the increase of the ionic strength of the solution indicates that the reaction is between two ions of opposite sign.

Sommaire

En utilisant une méthode d'impulsion on a étudié l'absorption ultrasonore qui se produit aux fréquences qui vont de 2 à 15 Mc/s dans les solutions aqueuses diluées d'acide sulfureux à la température ordinaire. Les pointes d'absorption observées dans cette étude sont attribuées à la relaxation qui se produit dans les réactions de dissociation ionique dans l'acide sulfureux. Le rapport constant qui existe entre la réaction directe et la réaction inverse a été calculé à l'aide de la théorie de TABUCHI. La décroissance observée du rapport de constance de l'association des ions quand l'énergie ionique croît dans la solution, indique que la réaction a lieu entre des ions de signes différents.

Zusammenfassung

Die Ultraschallabsorption in verdünnten, wäßrigen Lösungen von Schwefeldioxyd wurde bei Zimmertemperatur im Frequenzbereich von 2 bis 15 MHz mit Impulsmethoden gemessen. Die dabei beobachteten Relaxationserscheinungen werden durch die Dissoziation der schwefligen Säure hervorgerufen. Die Geschwindigkeitskonstanten dieser Reaktion werden an Hand einer Theorie von TABUCHI berechnet. Die Abnahme der Geschwindigkeitskonstanten der Ionenassoziation mit steigender Ionenstärke der Lösung deutet darauf hin, daß es sich um eine Reaktion zwischen entgegengesetzt geladenen Ionen handelt.

1. Introduction

Reaction between ions in solutions generally proceed rapidly and are commonly called fast chemical reactions. Investigations of the rates of such reactions is not possible by the conventional physical and chemical methods usually followed for slow reactions. Hence recourse is made to indirect methods such as by the use of ultrasonics. TABUCHI [1], among others, has worked out the theory for determining the speed of a reversible chemical reaction from a study of ultrasonic absorption and velocity. To make use of these theories one should determine the ultrasonic velocity and absorption of the solutions in the frequency range where the relaxation peaks of absorption due to the chemical reaction occur. From a knowledge of the maximum value of the absorption per wavelength and the corresponding relaxation frequency where this maximum occurs and from the relevant physico-chemical data characteristic of the solutions, one can use the existing theories to determine the rate constants of the fast reactions.

In an earlier communication the authors [2] have found that aqueous solutions of N_2O_4 show ultrasonic relaxation phenomenon in the frequency range of 2 to 10 Mc/s. The peaks of ultrasonic absorption observed in that study were attributed to the ionic dissociation of the nitrous acid which was formed when N_2O_4 was dissolved in water. The theory of TABUCHI was used to calculate the rate constants of the ionic reaction mentioned above. The present work deals with a similar study on the aqueous solutions of SO_2 .

2. Experimental method

The pulse method is used to determine the ultrasonic velocity and absorption in the aqueous solutions of SO_2 . Preliminary results of this experimental work were reported elsewhere [3]. Sulphur dioxide gas used in this work is manufactured by Imperial Chemical Industries as a refrigerant and is of guaranteed purity. The gas is dissolved in distilled water and the strength of the sulphurous acid formed is determined by the standard method of iodometry. The measurements are made near $28^\circ C$ and the error in the measurement of absorption is smaller than ± 5 percent. The ultrasonic velocity is measured within an error of ± 1 m/s.

3. Results

The ultrasonic velocity in the solutions is found to be the same as in the solvent and no dispersion of velocity is noticed in the frequency range of this

study. Excess absorption per wavelength ($\alpha\lambda$), over and above that due to viscosity and heat conduction, is calculated for various concentrations of the solutions from the experimentally determined values of α/f^2 . Fig. 1 represents the variation of $\alpha\lambda$ with the frequency at various concentrations of H_2SO_3 . It is seen from the figure that the aqueous solutions of

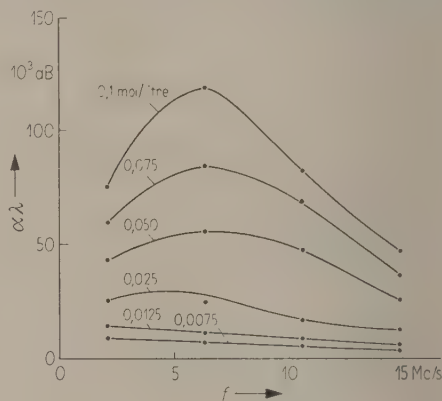


Fig. 1. Dependence of $\alpha\lambda$, the ultrasonic absorption per wavelength, on f , the frequency, in the aqueous solutions of SO_2 at various concentrations (mol/litre).

SO_2 show relaxation absorption in the frequency range of 2 to 15 Mc/s. It is seen that the frequency of peak absorption increases with increasing concentration up to a limit after which it is independent of concentration. The fact that non-aqueous solutions of sulphur dioxide (Fig. 2) do not show such relaxation implies that the gas is not causing the relaxa-

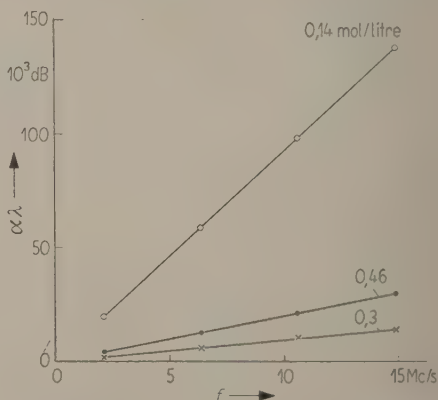


Fig. 2. Dependence of $\alpha\lambda$, the ultrasonic absorption per wavelength, on f , the frequency, in solutions of SO_2 in benzene (O—O), ethyl alcohol (●—●) and nitrobenzene (x—x).

tion. Fig. 2 represents the variation of $\alpha\lambda$ with frequency in the solutions of SO_2 in benzene, ethyl alcohol and nitrobenzene. As a probable cause for the relaxation phenomenon observed in the aqueous

solutions of SO₂ one can think of the chemical reaction going on in the aqueous solutions.

In the aqueous solutions sulphur dioxide undergoes a chemical change as shown below:



The observed relaxation effect is attributed to the dynamic chemical equilibrium between H₂SO₃ and H⁺ and HSO₃⁻ ions as given in the equation II above.

Studies in the aqueous solutions of bisulphites of potassium and sodium as well as sodium sulphite show that in these solutions also, for any concentration, the absorption coefficient, α/f^2 , is not a constant for different frequencies (Table I) in the frequency range 2 to 10 Mc/s thus indicating a relaxation effect. These observations further confirm that it is the HSO₃⁻ ion that is causing the relaxation phenomenon.

In the present communication the authors have used the theory of TABUCHI for evaluating the rate constants of the ionic reaction II mentioned above.

Table I.

Ultrasonic velocity and absorption in the aqueous solutions of bisulphites of potassium and sodium and sodium sulphite (27 °C).

Salt	Concentration	Velocity	α/f^2 at frequencies of 6.4 Mc/s and 10.6 Mc/s	
	mol/litre	m/s	10 ⁻⁴ dB m ⁻¹ s ²	
Potassium bisulphite	2.08	1600	30	14
	1.70	1582	25	15
	1.39	1563	25	15
	0.93	1546	22	15
	0.57	1529	18	14
	0	1503	15	15
Sodium bisulphite	3.21	1707	49	8
	2.52	1667	37	7
	2.14	1645	31	7
	1.43	1602	25	8
	1.21	1581	21	11
	0.93	1557	17	11
Sodium sulphite	1.00	1788	116	45
	0.80	1719	105	39
	0.67	1674	86	33
	0.52	1632	75	31
	0.44	1612	69	29
	0.29	1570	43	24

4. Method of calculation

TABUCHI connects the peak value of absorption per wavelength, namely, $\alpha \lambda_{\text{max}}$ and the corresponding frequency, f_{max} , at which this maximum occurs by means of equations involving the rate constants.

For a reaction $\text{A} \rightleftharpoons \text{B}^+ + \text{C}^-$ considered in this work the necessary equations are given below:

$$\alpha \lambda_{\text{max}} = \frac{\pi}{2} \frac{C_V^0 C_P^\infty - C_P^0 C_V^\infty}{(C_P^0 C_V^0 C_P^\infty C_V^\infty)^{1/2}}, \tag{1}$$

$$2 \pi f_{\text{max}} = (C_P^0 C_V^0 / C_P^\infty C_V^\infty)^{1/2} / \tau, \tag{2}$$

$$\frac{1}{\tau} = k_f n_A \chi, \tag{3}$$

$$\chi = \left(\frac{1}{n_A} + \frac{1}{n_{B^+}} + \frac{1}{n_{C^-}} \right) - \ln \frac{f_{\pm}^2}{(n_{B^+} + n_{C^-})}. \tag{4}$$

In the above equations τ represents the relaxation time of the chemical reaction and n_A , n_{B^+} and n_{C^-} are the number of moles of the species A, B⁺ and C⁻ respectively in a given volume v of the solution. f_{\pm} is the mean activity coefficient of the ions. C_P^0 and C_V^0 represent the heat capacity per mol of the solution at constant pressure and constant volume respectively at quasistatic frequency of the sound wave, and C_P^∞ and C_V^∞ the corresponding values at the infinite frequency.

The heat capacities themselves are connected by the equations

$$C_P^0 = \frac{W}{\chi} + C_P^\infty \tag{5}$$

and
$$C_V^0 = \frac{E^2}{R T^2 \chi} + C_V^\infty, \tag{6}$$

where E represents the heat of reaction at constant volume, T the absolute temperature of the solution and R the gas constant. The value of W in the eq. (5) is given by

$$W = \frac{E^2}{R T^2} + \left[(v_{B^+} + v_{C^-} - v_A) \frac{l}{R \beta_T} - \xi l T \right] \frac{E}{T} + (v_{B^+} + v_{C^-} - v_A) \frac{\xi C_V^\infty}{v}, \dots \tag{7}$$

where l is the coefficient of cubical expansion and β_T is the isothermal compressibility of the solution, v_A , v_{B^+} and v_{C^-} are the partial molar volumes of the species A, B⁺ and C⁻ respectively and ξ is given by

$$\xi = -1 - \frac{1}{2} \ln f_{\pm}^2. \tag{8}$$

Since only dilute solutions are employed in this work the specific heats C_P^0 and C_V^0 of the solutions may be taken as equal to that of the solvent, namely, water. That one is justified in following this procedure is given by HERZFELD and LITOVITZ [4]. In the calculations, C_P^0 and C_V^0 are taken as heat capacities per mol of H₂SO₃.

The mass action equilibrium constant, K for the reaction concerned is given by

$$K = \frac{c \delta^2 f_{\pm}^2}{(1 - \delta)},$$

Table II.
Aqueous solutions of sulphur dioxide (28 °C).

c Concentration of H_2SO_3 mol/litre	δ degree of dissociation	f_{\pm} Mean activity coefficient	χ of eq. (4)	$(\alpha \lambda)_{\max} \times 10^3$ nepers	f_{\max} Relaxation frequency Mc/s	C_F^{∞} cal/mol-deg	C_V^{∞} cal/mol-deg	$k_1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$	$k_b \times 10^{-8} \text{ (litre/mol) s}^{-1}$	μ ionic strength (mol/litre)	Molar volume change (c. c.)
0.100	0.382	0.83	73	13.70	6	82.26	80.49	8.31	5.10	0.038	76
0.075	0.421	0.84	92	9.79	6	82.14	80.57	9.46	5.80	0.032	68
0.050	0.480	0.86	128	6.33	5.6	82.06	80.67	10.56	6.48	0.024	60
0.025	0.587	0.88	242	3.34	4.5	82.03	80.79	11.35	6.97	0.015	60
0.0125	0.696	0.91	504	1.73	3.5	82.02	80.86	11.47	7.04	0.009	65
0.0075	0.769	0.92	938	(1.15)	—	82.02	80.89	—	—	0.006	(81)

where δ is the degree of dissociation of H_2SO_3 at the concentration c . The mean activity coefficient f_{\pm} of H^+ and HSO_3^- ions in the solution is given by

$$\lg f_{\pm} = \frac{-0.51\sqrt{\mu}}{1 + \sqrt{\mu}} + 0.1\mu,$$

where μ is the ionic strength of the solution and is equal to $c\delta$. The values of δ and f_{\pm} at each concentration can be calculated by the method of successive approximations provided K is known. The numbers of moles per litre of the species A, B^+ and C^- are given by $n_A = (1 - \delta)c$, $n_{\text{B}^+} = n_{\text{C}^-} = \delta c$.

These values are used in eq. (4) to evaluate χ and χ is substituted in eq. (6) to find C_V^{∞} . Use is made of eq. (1) to evaluate C_F^{∞} . The rate constant k_f , is determined from eqs. (2) and (3). The reverse reaction rate constant k_b is calculated from

$$K = \frac{k_f}{k_b}.$$

The various parameters obtained for the evaluation of the rate constants as well as the rate constants are given in Table II. Some of the values useful in the calculations are given below:

heat of reaction at constant pressure ¹	-2410 cal/mol,
formula weight (H_2SO_3)	82.08 g,
mass action equilibrium constant ²	0.0163 mol/litre,
C_P^0 , Heat capacity per mole of H_2SO_3	81.99 cal/mol-deg,
C_P^0 , Heat capacity per mole of H_2SO_3	80.93 cal/mol-deg,
temperature	301 °K.

5. Discussion

BRÖNSTED [5] has arrived at the variation of the velocity coefficient of a bimolecular ionic reaction in solutions with the ionic strength μ of the solution.

His equation is given by

$$\lg \left(\frac{k_b}{k_0} \right) = q Z_A Z_B \sqrt{\mu}, \quad (9)$$

where q is a constant which at room temperature of 28 °C is nearly unity. The velocity coefficient at zero ionic strength is given by k_0 while Z_A and Z_B represent the valencies of the reacting ions. The theory of DEBYE and HÜCKEL as used by BRÖNSTED in arriving at the above equation is valid only for ionic strength not greater than 0.01 mol per litre. It is seen from Fig. 1 that below a concentration of 0.0125 mol per litre of H_2SO_3 (which corresponds to an ionic strength 0.009 mol per litre) it is not possible to read out the relaxation frequencies accurately. Hence discussion of the results quantitatively is not possible. However the decrease of k_b with the increase of ionic strength (Table I) indicates, according to eq. (9), that the reaction involves two ions of opposite charge.

It is seen from the eq. (7) that the molar volume change ($v_{\text{B}^+} + v_{\text{C}^-} - v_{\text{A}}$) can be evaluated from the knowledge of W of eq. (5) and other relevant parameters. Results of the calculations are also given in Table II. The molar volume change recorded in the table is a constant within the limits of the experi-

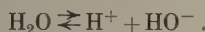
¹ 1. In the calculations the reaction heat at constant volume is required. The value recorded here refers to the reaction heat at constant pressure given in International Critical Tables Vol. VII, p. 237, 1929. However, for liquids the difference between these two reaction heats is negligible and is not taken into account.

2. Mass action equilibrium constant K_1 at 25 °C is given in the International Critical Tables Vol. VI, p. 260, 1929. The corresponding value K_2 at 28 °C recorded here is calculated from the integrated $V_{\text{AN}}T$ HOFF equation

$$\lg \left(\frac{K_2}{K_1} \right) = \frac{-\Delta H}{4.576} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)$$

where ΔH is the heat of reaction and T is the absolute temperature.

mental error. Similar calculations for HNO_2 solutions reported earlier by the authors [2] gave for the volume change ($v_{\text{H}^+} + v_{\text{NO}_2^-} - v_{\text{HNO}_2}$) a value of +39 c.c. per mol. It is interesting to note that the molar volume change in H_2SO_3 and HNO_2 solutions is considerable. EIGEN [6] reports a similar large volume change of -22 c.c. per mol for the reaction



(Received June 30th, 1961.)

References

- [1] TABUCHI, D., J. Chem. Phys. **26** [1957], 993.
- [2] KRISHNAMURTHI, M. and SURYANARAYANA, M., J. Phys. Soc. Japan **15** [1960], 2318.
- [3] KRISHNAMURTHI, M., Indian Acad. Sci. A **41** [1955], 125.
- [4] HERZFELD, K. F. and LITOVITZ, T. A., Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves (Academic Press) 1959, 509.
- [5] BRÖNSTED, J. N., Chem. Rev. **5** [1928], 231.
- [6] EIGEN, M., Disc. Farad. Soc. **17** [1954], 194.

GRUNDZÜGE EINER NEUEN THEORIE UND SYSTEMATIK DES FREQUENZUNABHÄNGIGEN ANTEILS DER SCHALLABSORPTION IN FLÜSSIGKEITEN

von W. SCHAAFFS

Mitteilung aus dem Institut für Technische Akustik der Technischen Universität
Berlin-Charlottenburg

Zusammenfassung

Es wird eine neue Theorie der Schallabsorption in Flüssigkeiten entwickelt, bei der der frequenzunabhängige Anteil nicht mehr als Funktion von Viskosität und Wärmeleitung, sondern als Funktion der Raumerfüllung der Moleküle und eines durch die Struktur der Molekülhülle bestimmten Stoßfaktors dargestellt wird. Die Raumerfüllung und der Stoßfaktor sind aus Messungen der Schallgeschwindigkeit oder aus Additionstheoremen berechenbar. Dadurch wird der innere Zusammenhang zwischen Schallabsorption, Schallgeschwindigkeit und chemische Molekülstruktur erkennbar. Absorptionsbeiträge, die durch Schwingungsrelaxation oder Strukturrelaxation verursacht sind, heben sich deutlich von den berechneten Werten der gewöhnlichen Absorption ab. Es wird möglich auf Grund von Einzelmessungen zu entscheiden, ob in Flüssigkeiten Relaxationsprozesse vorliegen.

Summary

A new theory for the absorption of sound in liquids is put forward, which does not treat the frequency-independent component as function of viscosity and heat conductivity, but as function of the volume of the molecules and of a collision factor, which is derived from the shape of the molecules. Both volume and collision factor may be calculated from the velocity of sound or from addition theorems. This theory leads to a better understanding of the inherent relations between absorption of sound, velocity of sound and chemical structure. Absorption components caused by vibrational relaxation or by structural relaxation are clearly discerned from the calculated values of ordinary absorption. It is possible to decide from a single measurement, whether or not relaxational processes may be found in a given liquid.

Sommaire

On établit une nouvelle théorie de l'absorption sonore dans les liquides. Dans cette théorie, on ne donne plus la partie d'absorption qui est indépendante de la fréquence comme fonction de la viscosité et de la conductibilité de la chaleur, mais comme fonction du remplissage de l'espace par des molécules et comme fonction d'un facteur d'impulsion qui est déterminé par la structure de la couche moléculaire. Le remplissage de l'espace et le facteur d'impulsions peuvent être calculés à l'aide de mesures de la vitesse du son ou moyennant des théorèmes d'addition. Ainsi, on peut voir les relations internes entre l'absorption sonore, la vitesse sonore et la structure chimique des molécules. Les valeurs d'absorption, qui sont causées par des relaxations de vibration ou des relaxation de structure, se détachent nettement des valeurs calculées pour l'absorption ordinaire. Il devient possible de décider à l'aide des mesures uniques si on a des phénomènes de relaxation dans les liquides.

1. Kritische Überlegungen zur klassischen visko-thermischen Absorptionstheorie

Die klassische im vorigen Jahrhundert begründete Theorie der Schallwellen kennt eine frequenzunab-

hängige Schallabsorption, die als Quotient aus dem Absorptionskoeffizienten α der Schallamplitude und dem Quadrat der Schallfrequenz ν definiert wird. Diese Absorption setzt sich aus zwei Anteilen zu-

sammen, die den Koeffizienten η der Scherviskosität und den Koeffizienten k der Wärmeleitung enthalten. Die klassische Theorie führt daher auch die Bezeichnung „viskothermische Theorie“. Nach ihr sollte sein

$$\frac{\alpha}{\nu^2} = \frac{8\pi^2}{3\rho u^3} \eta + \frac{2\pi^2}{\rho u^3} \frac{\kappa - 1}{c_p} k. \quad (1)$$

In dieser Formel ist ρ die Dichte, u die Schallgeschwindigkeit, c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck und κ das Verhältnis der spezifischen Wärmen.

Die Absorptionsmessungen mit Ultraschallwellen haben nun ergeben, daß α/ν^2 wesentlich größer ist, als es dieser viskothermischen Theorie entspricht. Man hat gefunden, daß in der experimentell gemessenen Absorption Anteile stecken, die auf Relaxationsprozesse zurückzuführen sind. Von besonderer Bedeutung ist dabei der Energietransport aus den translatorischen Freiheitsgraden in die der inneren Schwingungen und zurück. Man kann auch sagen, wie es KNESER [1] neuerdings deutlicher herausgestellt hat, daß es neben der Scherviskosität auch eine Druckviskosität gibt, die nicht mehr vernachlässigt werden darf. Aber auch dann, wenn man diesen Anteil, der im Experiment durch den Absorptionskoeffizienten pro Wellenlänge deutlich erkennbar gemacht wird, vom Gesamtbetrag der Absorption abzieht, bleibt eine so große Differenz zwischen klassischer Theorie und Wirklichkeit bestehen, daß in dieser Theorie ein prinzipieller Mangel stecken muß. Tabelle I gibt für einige nicht assoziierte Flüssigkeiten in der 3. und 4. Spalte einen Vergleich der Werte nach der klassischen viskothermischen Theorie und der experimentellen Wirklichkeit. In der 6. Spalte stehen die Werte, die sich nach der in dieser Arbeit behandelten Stoßfaktortheorie ergeben. Die Angaben der 3. bis 5. Spalte sind den Arbeiten von HEASELL und LAMB [2], SETTE [3] und KISHI-

MOTO und NOMOTO [4] entnommen. Da die Messungen verschiedener Autoren heute noch und auch für hohe Frequenzen noch immer starke Unterschiede aufweisen, wurden in der Tabelle I nur abgerundete Zahlenwerte angegeben.

Trotz der großen Diskrepanz zwischen diesen theoretischen und den experimentellen Werten wird der Ausdruck α/ν^2 immer wieder diskutiert, weil er immerhin die bemerkenswerte Eigenschaft hat, in den meisten Flüssigkeiten frequenzunabhängig zu sein und in den übrigen bei hohen Frequenzen jenseits des Relaxations-Absorptionsbereiches frequenzunabhängig zu werden. Es scheint aber sehr schwierig zu sein, durch Verbesserungen in den komplizierten Rechnungen der viskothermischen Theorie zu einer Formel zu gelangen, die die absoluten Werte der Absorption richtig wiedergibt und, was ganz besonders wichtig ist, den Zusammenhang mit der chemischen Molekülstruktur erkennen läßt. Das Studium von Transporterscheinungen (eine zusammenfassende Darstellung für Gase hat WALDMANN [5] gegeben), zu denen man die Viskosität (innere Reibung) und die Wärmeleitung rechnet, hat den Verfasser zu der Arbeitshypothese gebracht, daß in den Grundlagen, aus denen Gl. (1) abgeleitet ist, zwei unzulässige Annahmen enthalten sind. Bei der Fortpflanzung von Schall wird gerichteter Impuls von echten Molekülen zu echten Molekülen übertragen, während der Herleitung der Gl. (1) die alte Kontinuumsmechanik mit ihren fiktiven Massenpunkten zugrunde liegt. Die Scherviskosität η wird so definiert, daß man sich in einem Kontinuum eine Fläche denkt, diese in ihrer Ebene bewegt und den dazu senkrechten mit Widerstand verbundenen Impulstransport betrachtet. In Wirklichkeit gibt es eine solche Fläche nicht. Es gibt nur einen Haufen mit thermischen Geschwindigkeiten bewegter Moleküle, die man auch in einem Gedankenexperiment nicht in einer „Fläche“ oder „Scheibe“ zusammenhalten

Tabelle I.

Vergleich der Schallabsorption α/ν^2 in nicht assoziierten Flüssigkeiten nach der klassischen viskothermischen Theorie, nach dem Experiment und nach der Stoßfaktortheorie. Temperaturen 20 bis 25 °C.

organische Flüssigkeit	chemische Formel	$\alpha/\nu^2 \cdot 10^{17}$ visko-ther- mische Theorie	$\alpha/\nu^2 \cdot 10^{17}$		$\alpha/\nu^2 \cdot 10^{17}$ in der Stoßfaktortheorie	
			exp.	ν MHz	s-Anteil	Relaxa- tionsanteil
Benzol	C_6H_6	9	840	bis 200	85	755
Toluol	$C_6H_5CH_3$	8	80	bis 200	69	—
Chlorbenzol	C_6H_5Cl	8	130	bis 200	138	—
Brombenzol	C_6H_5Br	13	140	30	300	—
Nitrobenzol	$C_6H_5NO_2$	14	80	bis 200	74	—
Tetrachlorkohlenstoff	CCl_4	20	540	bis 100	560	—
Chloroform	$CHCl_3$	10	400	bis 100	400	—
Methylenchlorid	CH_2Cl_2	6	1100	30	200	900
Methylenbromid	CH_2Br_2	2	570	30	800	—
cis-Dichloräthylen	$(CCH)_2$	6	540	30	310	230
trans-Dichloräthylen	$(CCH)_2$	9	360	30	315	—

kann. Akustischer Impulstransport in einer durch die Schallquelle bestimmten Richtung kann aber nur von den Molekülen selbst und der Struktur ihrer äußeren Hülle abhängen. Die zweite unzulässige Annahme liegt nach Meinung des Verfassers in der Trennung von Viskosität und Wärmeleitung. Man pflegt zwar die Wärmeleitung als Energietransport zu definieren, doch kommt dabei dem einzelnen Molekül, das im Zentrum unserer Betrachtungen steht, auch ein Impulstransport zu, der durch den Stoß der Moleküle untereinander bewerkstelligt wird. Die Moleküle selbst können die Veranlassung eines Impulstransports nicht erkennen, sondern ihn nur nach Maßgabe ihrer elastischen und unelastischen Eigenschaften vollziehen. Eine gewisse Gemeinsamkeit von Viskosität und Wärmeleitung bei der Fortpflanzung von Schall ist schon in der klassischen Theorie dadurch erkennbar, daß die Schallgeschwindigkeit u in beiden Summanden der Gl. (1) auftritt. Wir trennen daher das akustisch gemeinsame von dem Nichtgemeinsamen und schreiben

$$\frac{\alpha}{v^2} = \frac{1}{u^3} \left(\frac{8\pi^2 \eta}{3\rho} + \frac{2\pi^2(\kappa-1)k}{\rho c_p} \right). \quad (2)$$

Offenbar stecken jetzt in dem Klammerausdruck die unzulässigen aus der Kontinuumsmechanik stammenden Annahmen. Dieser Klammerausdruck ist durch eine Funktion des Moleküls und speziell der Molekülhülle zu ersetzen. Unsere Arbeitshypothese lautet daher

$$\frac{\alpha}{v^2} = \frac{F}{u^3}. \quad (3)$$

Die Ermittlung der noch unbekannten Molekülfunktion F ist der Inhalt dieser Arbeit.

2. Die Schallgeschwindigkeit in organischen Flüssigkeiten als Funktion ihrer Molekülstruktur

Die Fortpflanzung von Ultraschallwellen ist durch die Phasengeschwindigkeit u und den Absorptionskoeffizienten α charakterisiert. Über den Zusammenhang zwischen der Phasengeschwindigkeit u und der Molekülstruktur hat der Verfasser eine Reihe von Abhandlungen veröffentlicht (zum Beispiel [6], [7], [8], [9]), welche auch die Grundlagen für die Aufstellung der Funktion F enthalten. SETTE [10] hat kürzlich eine zusammenfassende Darstellung über die Schallabsorption in nicht leitenden Flüssigkeiten gegeben und auch die molekular kinetische Theorie der Schallgeschwindigkeit des Verfassers ausführlich behandelt. Die vorliegende Arbeit bringt nun in Weiterführung der Darstellung von SETTE den inneren Zusammenhang zwischen der Schallgeschwindigkeit

keit, der Schallabsorption und der Molekülstruktur. Die wichtigsten Formeln und Definitionen dieser molekular kinetischen Theorie seien im folgenden zusammengestellt, da sie für das Verständnis der gesuchten Funktion F notwendig sind.

Die Schallgeschwindigkeit u in organischen Flüssigkeiten ist durch die Formel

$$u = u_\infty s r \quad (4)$$

darstellbar. Darin ist die Raumerfüllung

$$r = B/V \quad (5)$$

das Verhältnis des von den Molekülen pro Mol wirklich eingenommenen Volumens B zum Molvolumen V . Das Molvolumen V ist mit dem Molekulargewicht M und der Dichte ρ durch $M = \rho V$ verknüpft. Der Faktor u_∞ hat den Wert 1600 m/s. Der Stoßfaktor s macht eine Aussage über die Elastizität der translatorischen Stoßübertragung zwischen den Molekülen und ist durch die auf VAN DER WAALS [11] zurückgehende Bedingung

$$s \lesssim 4$$

festgelegt. Der maximale Wert $s=4$ bedeutet völlig elastischen Stoß und entspricht in der VAN DER WAALSSchen Darstellung dem Verhältnis zwischen Covolumen und Molekülvolumen idealer Moleküle. Reale Moleküle haben stets kleinere Werte als 4. Eine Beschränkung der Werte von s nach unten hin scheint zunächst nicht notwendig zu sein, wenn auch die Anschaulichkeit von s dabei verloren geht. In Gl. (4) ist der Stoßfaktor s durch

$$s = s_n [1 - (r_0/r)] \quad (6)$$

definiert, s_n hat für eine gewisse Gruppe organischer Flüssigkeiten bei 20 °C den Wert 2,78¹. Die Größe r_0 ist durch das Verhältnis

$$r_0 = \beta/(\beta + B) \quad (7)$$

definiert und enthält eine für die Schallabsorption sehr wichtige Aussage über die Beschaffenheit der für die Impulsübertragung wichtigen Atom- und Molekülhüllen.

In der Gl. (4) stecken die 3 folgenden Additionstheoreme:

$$M = \sum_i (z m)_i, \quad (8a)$$

$$B = \sum_i (z A)_i, \quad (8b)$$

$$\beta = \sum_i (z a)_i. \quad (8c)$$

Sie gestatten die Schallgeschwindigkeit u unter vereinfachenden Annahmen zu berechnen und mit der

¹ Es ist zu beachten, daß in den schon zitierten Arbeiten [7], [8] und [10] durch einen Schreibfehler des Verfassers an Stelle des richtigen Wertes 2,78 ein falscher Wert 2,85 angegeben worden ist.

gemessenen zu vergleichen. Theorem (8 a) gilt bekanntlich streng und besagt, daß das Molekulargewicht M aus den Atomgewichten m nach Maßgabe der Anzahl z der Atome im Molekül zu berechnen ist. Theorem (8 b) setzt das Molekylvolumen B pro Mol additiv aus den sogenannten äußeren Atomsummanden A der mit bestimmten Bindungszuständen im Molekül vorhandenen Atome zusammen. Dieses Theorem ist dem optischen Theorem über die Zusammensetzung der Molekularrefraktion aus Atomrefraktionen äquivalent. Theorem (8 c) setzt die Größe β aus entsprechenden inneren Atomsummanden a zusammen. Diese inneren Atomsummanden gelten nur für bestimmte Atome und Atomkomplexe in bestimmten Bindungszuständen und enthalten eine Aussage über das Vorhandensein gewisser durch die Elektronenbesetzung gekennzeichneter Potentialbereiche in den Molekühüllen. Tabellen über die aus einer größeren Anzahl untersuchter Verbindungen abgeleiteten Werte der äußeren und inneren Atomsummanden und die damit durchgeführten Berechnungen der Schallgeschwindigkeit finden sich in den schon zitierten Arbeiten [7], [8] und [10].

3. Theoretische Darstellung der Schallabsorption als Funktion des Stoßfaktors

Nach Gl. (4) nimmt die Schallgeschwindigkeit u bei konstant gehaltener Raumerfüllung r proportional zum Stoßfaktor s ab. Es tritt ein Verlust an translatorischer Schallenergie ein. Dieser Verlust dürfte vorzugsweise auf die Erzeugung von Rotationsenergie der Moleküle beim Stoß zurückzuführen sein. Das heißt aber, daß die Absorption sehr groß sein muß, wenn der Stoßfaktor s klein wird. Im umgekehrten Falle, wenn s sich dem idealen Wert 4 nähert, bei dem die Moleküle glatten harten Billardkugeln gleichen, muß die Schallabsorption ein Minimum werden. Aus Gründen rechnerischer Vereinfachung wollen wir im Rahmen dieser ersten Veröffentlichung über die Schallabsorption in Flüssigkeiten die Arbeitshypothese machen, daß die Absorption für $s=4$ den Wert Null und für $s=0$ den Wert Unendlich haben möge. Wahrscheinlich wird in Wirklichkeit bei $s=4$ noch eine sehr kleine Restabsorption verbleiben. Und vielleicht wird der Stoßfaktor bei dem Wert $s=1$, welcher nach VAN DER WAALS der Identität von Covolumen und Molekylvolumen entspricht, enden müssen und einen zwar sehr großen aber doch noch endlichen Wert haben. Da nun weder Gl. (4) noch die Definitionen (6) und (7) eine Frequenzabhängigkeit enthalten, andererseits aber α/ν^2 für Stoffe außerhalb ihres Relaxationsbereiches frequenzunabhängig ist, kann man es

wagen die Gl. (3) in der Gestalt

$$\frac{\alpha}{\nu^2} = \frac{F(s)}{u^3} \quad (9)$$

näher zu präzisieren. Dann muß aber nach dem Gesagten die Funktion $F(s)$ einen Verlauf haben, der qualitativ durch Bild 1 beschrieben wird. Die nach

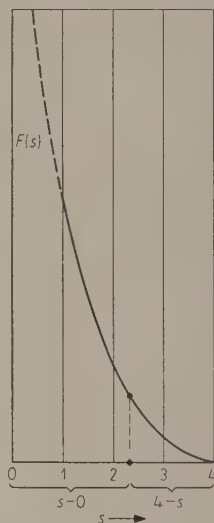


Bild 1. Qualitativer Verlauf der gesuchten Funktion $F(s)$.

Meinung des Verfassers einfachste und elementarste Funktion, die die beiden Grenzbedingungen erfüllt, daß sie für $s=4$ gleich Null und für $s=0$ gleich Unendlich wird, ist diejenige, bei der die Wirklichkeit in Beziehung zum idealen absorptionsfreien Stoß einerseits und zum völlig unelastischen Stoß mit unendlicher Absorption andererseits gesetzt wird. Es ist daher die Differenz $(4-s)$ mit der Differenz $(s-0)$ zu vergleichen und die gesuchte Funktion dem Quotienten aus diesen beiden Differenzen proportional zu setzen:

$$F(s) = C_s \frac{4-s}{s}. \quad (10)$$

Setzen wir nunmehr die Gln. (4) und (10) in Gl. (9) ein und setzen die Konstante $C_s/u_\infty^3 = C$, so erhalten wir als (vorläufige) Lösung des Problems des Zusammenhangs von Schallabsorption und Molekülstruktur die Gleichung

$$\frac{\alpha}{\nu^2} = C \frac{4-s}{s^4} \frac{1}{r^3}. \quad (11)$$

Die Darstellung sowohl der Schallgeschwindigkeit wie der Schallabsorption aus rein atomaren und molekularen Größen, wie sie durch die Additionstheoreme (8 a, b, c) beschrieben sind, erkennt man am besten, wenn man die Schallgeschwindigkeit in

Werten von u_∞ und die Schallabsorption in Werten von C mißt:

$$\frac{u}{u_\infty} = s r, \quad \frac{\alpha/\nu^2}{C} = \frac{4-s}{s^4} \frac{1}{r^3}.$$

Die Konstante C ergibt sich aus den Messungen zu

$$C = 110 \cdot 10^{-17} \text{ s}^2 \text{ cm}^{-1}.$$

In Bild 2 ist der Verlauf der relativen Schallabsorption als Funktion des Stoßfaktors s bei Benutzung der Raumerfüllung r als Parameter gezeichnet worden. Die Raumerfüllung $r = 1$ ist unter normalen

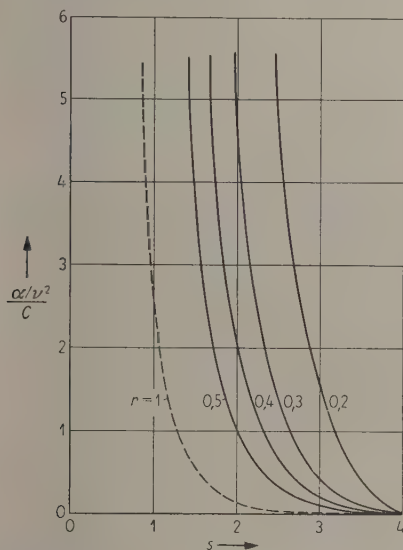


Bild 2. Darstellung der Stoßfaktortheorie über die Abhängigkeit der Schallabsorption α von Stoßfaktor s und Raumerfüllung r der Moleküle.

$$\frac{\alpha/\nu^2}{C} = \frac{4-s}{s^4} \frac{1}{r^3}.$$

Zustandsbedingungen nicht erreichbar, die zugehörige Absorptionskurve ist daher nur gestrichelt gezeichnet worden. Die Raumerfüllung in organischen Flüssigkeiten liegt meist zwischen $r = 0,25$ und $r = 0,4$. Für sehr kleine Raumerfüllungen würden die (nicht gezeichneten) Kurven sehr steil verlaufen. Die Absorptionen müßten daher um Größenordnungen höher sein. Das trifft qualitativ für Gase zu, wo α/ν^2 um den Faktor 10^4 größer als in Flüssigkeiten ist. Die nähere Untersuchung dieses Falles bleibt einer späteren Arbeit vorbehalten.

Wenn man s aus Gl. (4) in Gl. (10) und den so erhaltenen Ausdruck in Gl. (9) einsetzt, erhält man folgende Form der Darstellung der Schallabsorption:

$$\frac{\alpha/\nu^2}{C} = \frac{4r}{(u/u_\infty)^4} - \frac{1}{(u/u_\infty)^3}. \quad (12)$$

Diese Gleichung enthält den Stoßfaktor nicht und schließt sich stärker an die Messungen an, läßt aber

die tieferen Zusammenhänge nicht mehr erkennen. Wir beschränken uns daher auf die graphische Wiedergabe in Bild 3, bei der die relative Schallabsorption als lineare Funktion der Raumerfüllung r dargestellt und als Parameter die relative Schallgeschwindigkeit u/u_∞ gewählt ist.

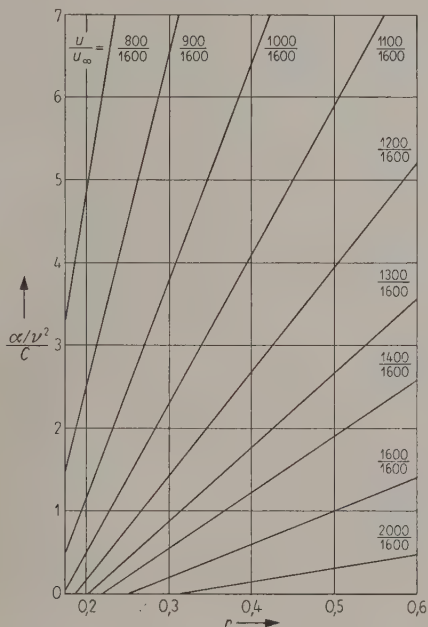


Bild 3. Darstellung der Schallabsorption α als Funktion von Raumerfüllung r und relativer Schallgeschwindigkeit u/u_∞ .

Die in diesem Abschnitt gegebene Darstellung der Schallabsorption α/ν^2 als Funktion von Stoßfaktor und Raumerfüllung sei um der entscheidenden Größe s willen Stoßfaktortheorie genannt.

4. Erste experimentelle Prüfung

Durch Gl. (11) und die Bilder 2 und 3 werden die Flüssigkeiten nicht nach ihrer chemischen Struktur, sondern nach der Raumerfüllung ihrer Moleküle geordnet. Darin liegt eine neue Systematik. Ob die Schallabsorption dann groß oder klein ist, ob sie einen positiven oder negativen Temperaturkoeffizienten hat und ob sie sich dem klassischen Wert nähert oder nicht, hängt lediglich vom Verhalten des Stoßfaktors ab.

Um in dem gesamten durch Bild 2 gegebenen Gebiet einen Vergleich zwischen den gemessenen Werten der Schallabsorption und den nach Gl. (11) berechneten durchführen zu können, standen dem Verfasser nur relativ wenige Messungen zur Verfügung. Das Gebiet zwischen den Stoßfaktoren 4 und 2,78 (Höchstwert in organischen Flüssigkeiten

Der Verfasser hat diejenigen Meßwerte in die Figuren eingetragen, die bei den höchsten ihm bekannt gewordenen Frequenzen gemacht worden sind. In den Fällen, wo der Verfasser die Möglichkeit hatte festzustellen, daß α/ν^2 noch nicht konstant geworden war, sondern noch abnahm, beziehungsweise abzunehmen begonnen hatte, wurden die Meßwerte mit einem nach unten gerichteten Pfeil versehen.

Nun gibt es eine Reihe von Flüssigkeiten, die keine inneren Atomsummanden nach den Gln. (7) und (8c) aufweisen, jedenfalls nicht bei Zimmertemperatur 20 °C, für die der Verfasser in den Arbeiten [7] und [8] Angaben gemacht hat. Bei ihnen ist also $s = s_n = 2,78$. Für diese Stoffe liegen die Absorptionswerte dann, sofern keine Relaxation stört, auf der höheren Hyperbel

$$\frac{\alpha/\nu^2}{C} = \frac{0,0204}{r^3}$$

die in Bild 5 dargestellt ist. Zu den Stoffen, die in-

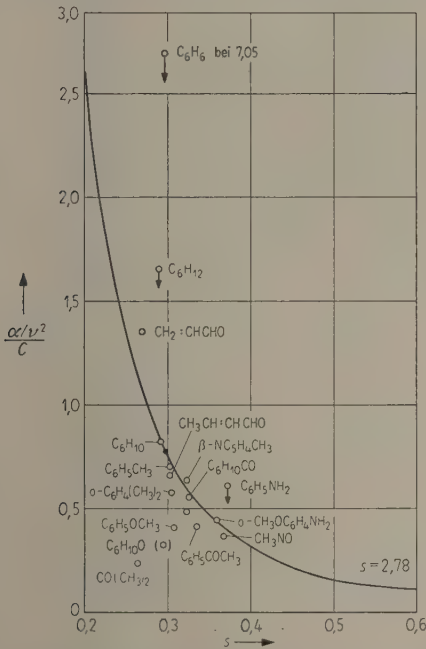


Bild 5. Vergleich zwischen gemessenen und theoretischen Schallabsorptionen bei konstantem Stoßfaktor 2,78 und bei veränderlicher Raumerfüllung.

folge von Relaxation völlig herausfallen und weit oberhalb der Kurve liegen, gehört Benzol C_6H_6 , dessen Absorption erst oberhalb einer Frequenz von 150 MHz abzufallen beginnt. Messungen über 200 MHz liegen noch nicht vor. Nach einer Schätzung des Verfassers dürfte die Relaxation der Vibrationsschwingungen im Benzol-Molekül erst bei einer Frequenz zwischen 1000 und 2000 MHz abgeklun-

gen sein. Dann müßte ein Absorptionsbetrag verbleiben, der in Bild 5 durch den schwarzen Punkt auf der Kurve ungefähr bei der Raumerfüllung 0,3 gekennzeichnet ist. Schwierigkeiten in der Deutung bieten die drei stärker abweichenden und unterhalb der Kurve liegenden Flüssigkeiten Aceton, Mesityloxyd und Anisol. Bei Mesityloxyd haben andere Autoren einen sehr viel größeren Wert gemessen. Daher wurde dieser Meßpunkt in der Figur eingeklammert als nicht hinreichend sichergestellt. Das völlige Herausfallen von Aceton $CO(CH_3)_2$ scheint auf einer starken Dipol-Assoziation zu beruhen.

5. Aussagen der Stoßfaktortheorie über die Relaxationsabsorption

Der durch Gl. (11) und Bild 2 dargestellte Zusammenhang gilt für den Fall, daß kein Relaxationsprozeß die Schallfortpflanzung beeinflusst. Wenn nun die nach Gl. (11) berechneten theoretischen Werte ganz erheblich unterhalb der gemessenen Werte liegen, wie sich für einige Stoffe schon in den Bildern 4 und 5 ergeben hat, dann kann man mit Sicherheit auf das Vorliegen eines Relaxationsprozesses schließen. Dieser wird im allgemeinen in einer Relaxation der Schwingungswärmen oder in einer sogenannten Strukturrelaxation (zum Beispiel infolge von Assoziationen) zu suchen sein. Die Gl. (11) hat einen heuristischen Wert für die Beurteilung der Frage, ob es sich bei einem gegebenen Stoffe lohnt, eine Relaxationsuntersuchung anzustellen oder nicht.

Dazu genügt eine einzige Messung der Schallabsorption α/ν^2 und ein Vergleich mit dem auf einer Kurve konstanter Raumerfüllung liegenden theoretischen Wert. Dies konnte auf Grund einer Arbeit von DAVIES und LAMB [12], der Messungen von DE GROOT und LAMB [13] zugrunde lagen, an Zimtaldehyd und Crotonaldehyd nachgeprüft werden.

Bild 6a zeigt die Nachprüfung bei Zimtaldehyd. Für diesen Stoff wurde eine Raumerfüllung $r = 0,34$ und ein Stoßfaktor $s = 2,78$ berechnet, so daß sich die durch den schwarzen Punkt gekennzeichnete theoretische Lage ergab. Die Messungen von α/ν^2 an Zimtaldehyd erstreckten sich über einen Frequenzbereich von 2 bis 100 MHz. Die Absorptionsrelaxationskurve ist rechts in Bild 6a eingezeichnet worden. Die zugehörige Frequenzabszisse zählt von rechts nach links. Diese Kurve wurde über den letzten bei 100 MHz gemessenen und doch noch nicht konstant gewordenen Wert hinaus extrapoliert. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung ist gut. Hätten dem Verfasser nur Absorptionsmessungen bei 5 MHz zur Verfügung gestanden, so wäre der durch einen Kreis markierte Punkt gefunden worden und man hätte nur den Schluß ziehen kön-

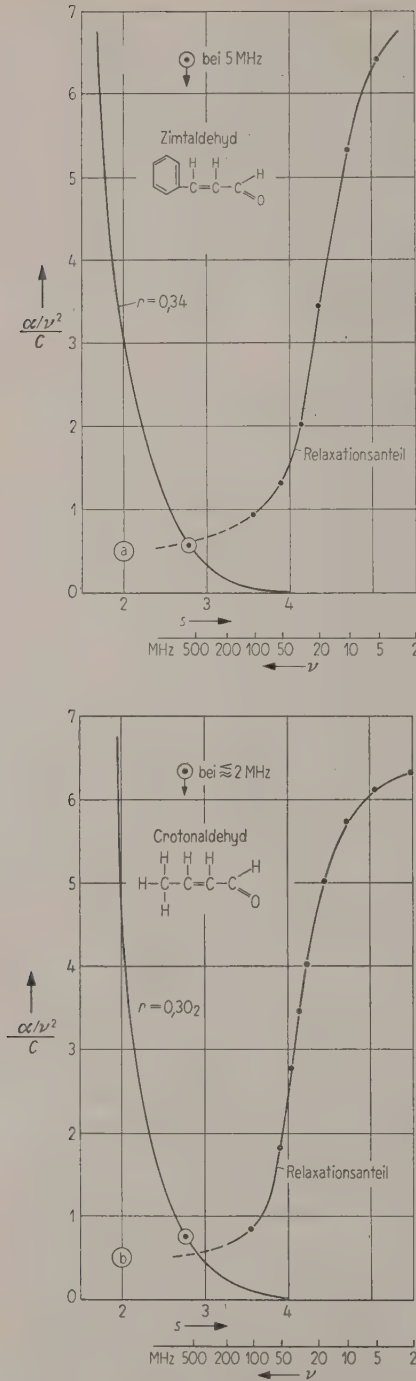


Bild 6. Die Trennung des Stoßfaktoranteils der Schallabsorption vom Relaxationsanteil;
a) bei Zimtaldehyd,
b) bei Crotonaldehyd.

nen, daß eine starke Relaxation vorlag, deren weitere Untersuchung lohnen würde. Bild 6 b zeigt den gleichen Fall für Crotonaldehyd, nur ist die Über-

einstimmung zwischen Messung und Rechnung nicht ganz so gut, aber doch noch völlig ausreichend. Über die Ursachen der Relaxationen, die hier nicht zur Diskussion stehen, siehe die erwähnte Arbeit von DAVIES und LAMB.

Ein weiteres instruktives Beispiel liefert die Essigsäure. Es ist in Bild 7 dargestellt. Die Meßkurve wurde aus dem schon genannten Handbuchartikel von SETTE [10] entnommen. Die Messungen selbst stammen von LAMB und PINKERTON [14]. Für Essig-

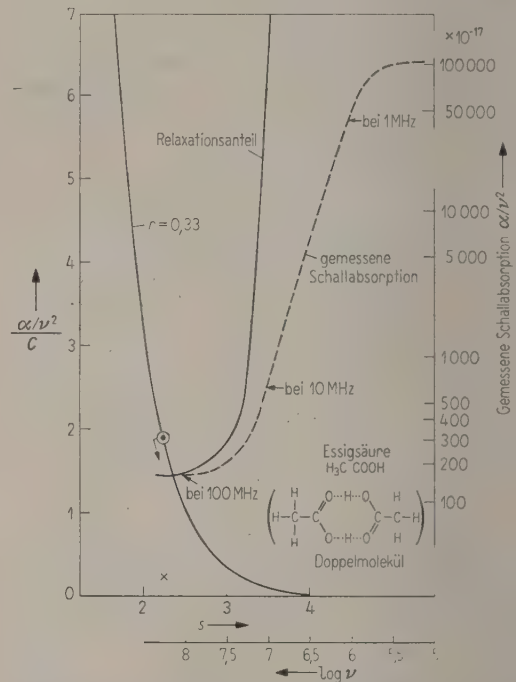


Bild 7. Stoßfaktoranteil und Relaxationsanteil der Schallabsorption bei Essigsäure.

säure gibt die übliche Berechnung, daß die Absorption auf der Raumerfüllungskurve $r=0,33$ bei dem Stoßfaktor 2,25 liegt. Der klassische aus Gl. (1) zu berechnende Wert würde an der Stelle des Kreuzes liegen. Die Schallabsorption in Essigsäure ist im Frequenzbereich zwischen 100 kHz und 100 MHz untersucht worden. Sie fällt auf der gestrichelten Kurve von dem riesigen Wert $100\,000 \cdot 10^{-17}$ auf einen Wert unterhalb von $200 \cdot 10^{-17}$ ab. Das bedeutet für eine Darstellung der Absorption in Werten von $\alpha/\nu^2 C$, daß wir die linke Ordinate um den Faktor 200 verlängern müßten, um die ganze Absorptions-Relaxationskurve erfassen zu können. Darauf wurde natürlich verzichtet und nur der unterste uns interessierende Teil der Meßkurve dargestellt. Es ergibt sich ein um etwa 30% kleinerer Wert als ihn die Stoßfaktorthorie zu verlangen scheint. Nun muß man bedenken, daß die theoretische Kurve beim

Stoßfaktor $s = 2,25$ schon recht steil verläuft, so daß ein Fehler von nur 5% im Stoßfaktor sich schon beträchtlich auswirkt. Es ist nicht schwierig, für einen solchen Fehler einen verständlichen Grund zu finden. Essigsäure bildet bekanntlich Doppelmoleküle. Auf diese Doppelmolekülbildung wird die gemessene Strukturrelaxation zurückgeführt. In die Berechnung der Raumerfüllung geht eine solche Doppelmolekülbildung nicht ein, weil die Raumerfüllung durch $r = B/V = (B/M) \varrho$ definiert ist. Die Dichte ϱ enthält schon den Einfluß der Assoziation; und wenn man B durch $x B$ mit $1 < x < 2$ ersetzen wollte, so müßte man auch $x M$ schreiben. Anders liegt die Sache beim Stoßfaktor s . Dieser enthält nach Gl. (7) das Glied $r_0 = \beta/(\beta + B)$. Wenn man an Stelle von B den Wert $x B$ schreibt, so darf man das gleiche nicht für β tun. Der aus dem Theorem (8c) zu berechnende Wert von β beruht auf dem inneren Atomsummanden für die COOH-Gruppe, wenn diese frei ist. Bekanntlich besteht die Assoziation bei Essigsäure aber gerade aus einer Verkopplung der COOH-Gruppen zweier Moleküle miteinander. Daher muß der β -Wert kleiner sein, als wir ihn oben berechnet haben. Um wieviel kleiner er ist, kann zur Zeit nicht sicher angegeben werden. Ein geringerer Wert von β bedeutet eine Vergrößerung des Stoßfaktors. Der Punkt auf der theoretischen Kurve in Bild 7 rückt dann in Richtung des Pfeiles näher an den Meßwert heran.

Es scheint überhaupt so zu sein, daß Meßwerte, die unterhalb von den theoretischen Kurven liegen, darauf hindeuten, daß die betreffenden Flüssigkeiten zur Assoziatbildung neigen. Man kann das an verschiedenen Alkoholen studieren, deren Assoziationsneigung aus dem negativen Temperaturkoeffizienten der Schallabsorption entnommen werden kann. Eine nähere Prüfung sei aber zunächst zurückgestellt, da in den meisten Fällen die mit der Assoziation verbundene Strukturrelaxation die Analyse erschwert.

6. Die Abhängigkeit der Schallabsorption von Temperatur und Druck

Will man die Schallabsorption als Funktion von Temperatur und Druck darstellen, so muß man eine Kenntnis des Verlaufs der Raumerfüllung r , speziell des Molekülvolumens B , und des Stoßfaktors s haben. Diese Größen sind vom Verfasser in den Arbeiten [7], [8] und [15] für die Temperatur 20 °C und den Druck $p = 1 \text{ kp/cm}^2$ angegeben worden. Quantitative Untersuchungen des Stoßfaktors und der inneren Atomsummanden über einen größeren Temperaturbereich hin durch den Verfasser und seine Mitarbeiter sind noch im Gange, so daß nichts Abschließendes gesagt werden kann. Nur soviel sei erwähnt, daß der Stoßfaktor vom idealen Wert $s = 4$

beim absoluten Nullpunkt linear bis zu Temperaturen von einigen Hundert Grad abnimmt, und daß das Molekülvolumen B bei Temperaturen bis etwa 100 °C meist als konstant angesehen werden kann. Qualitativ kann gesagt werden, daß die Schallabsorption mit der Temperatur ansteigt, wenn keine Assoziation mitspielt, keine Relaxation die Zusammenhänge nach Gl. (11) überdeckt und keine Komplikationen durch temperaturabhängige innere Atomsummanden verursacht werden. Im anderen Falle kann der Temperaturkoeffizient der Schallabsorption negativ sein oder jedenfalls in gewissen Temperaturbereichen negativ werden, so daß man gemeint hat, diesen Umstand zur Klassifikation der Flüssigkeiten heranziehen zu sollen.

Mit steigendem Druck wird die Raumerfüllung größer und damit nach Gl. (4) auch die Schallgeschwindigkeit. Aber auch der Stoßfaktor s steigt an, weil eine Kompression den Elastizitätsverlust durch Rotationen vermindert. Das Anwachsen von r und s bedeutet nach Gl. (11) eine Verkleinerung der Schallabsorption. Da das Experiment zeigt (siehe zum Beispiel die Untersuchung von EDEN und RICHARDSON [16]), daß die Schallgeschwindigkeit mit dem Druck weniger als linear ansteigt, müssen auch r und s einem Grenzwert zustreben, so daß die Schallabsorption mit dem Druck zunächst absinkt und dann einem konstanten Wert zustrebt. Das entspricht den Beobachtungen von EDEN und RICHARDSON.

Besonderes Interesse beanspruchen Untersuchungen bei sehr tiefen Temperaturen. Da sich dann der Stoßfaktor dem Wert 4 nähert, wird nach Gl. (11) die Schallabsorption sehr klein. Das bedeutet, daß man dann auch bei sehr hohen Frequenzen, die schon ins Hyperschallgebiet reichen, Schallgeschwindigkeits- und Absorptionsmessungen machen kann, ohne durch eine allzu geringe Reichweite der Schallwellen behindert zu sein. Übrigens müßte ähnliches auch mit sehr hohen Drucken und nicht nur mit tiefen Temperaturen allein zu erreichen sein.

Untersuchungen darüber, ob und wie die hier skizzierte Stoßfaktortheorie auf Gase und feste Stoffe übertragbar ist, sind noch im Gange. Desgleichen werden noch ausführliche Untersuchungen über das Verhalten der Stoßfaktoren in Mischungen und Lösungen gemacht, um die Stoßfaktortheorie auf diesen Fall anwenden zu können.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen von systematischen Untersuchungen über Ultraschallwellen zwischen Schmelztemperatur und Siedetemperatur. Für diese Untersuchungen hat die Deutsche Forschungsgemeinschaft die Mittel zur Verfügung gestellt. Ihr sei an dieser Stelle herzlich gedankt.

(Eingegangen am 10. Juli 1961.)

Schrifttum

- [1] KNESER, H., Handbuch der Physik Bd. XI/1 Akustik, S. 129, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1961.
- [2] HEASELL, E. und LAMB, J., Proc. Phys. Soc. B 69 [1956], 869.
- [3] SETTE, D., J. Chem. Phys. 19 [1951], 1337.
- [4] KISHIMOTO, T. und NOMOTO, O., J. Phys. Soc. Japan 9 [1954], 620.
- [5] WALDMANN, L., Handbuch der Physik Bd. XII, Thermodynamik der Gase, S. 295, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1958.
- [6] SCHAAFFS, W., Ann. Phys. Lpz. (5) 40 [1941], 393.
- [7] SCHAAFFS, W., Z. Phys. Chemie 196 [1951], 397, 414.
- [8] SCHAAFFS, W., Erg. exakt. Naturwiss. 25 [1951], 109–192.
- [9] SCHAAFFS, W., Acustica 4 [1954], 635.
- [10] SETTE, D., Handbuch der Physik Bd. XI/1 Akustik, S. 275, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1961.
- [11] VAN DER WAALS, J. D., Die Kontinuität des gasförmigen und flüssigen Zustandes, Teil 1, 182 S., Verlag Ambrosius Barth, Leipzig 1899. Übersetzt von FR. ROTH.
- [12] DAVIES, R. O. und LAMB, J., Quarterly Reviews of Chemical Society XI, [1957], 134.
- [13] DE GROOT, M. und LAMB, J., Nature 177 [1956], 1231.
- [14] LAMB, J. und PINKERTON, J., Proc. Roy. Soc. Lond. (A) 199 [1949], 114.
- [15] SCHAAFFS, W., Houben-Weyl, Methoden der organischen Chemie, 4. Aufl., Bd. III/2, 987, G. Thieme-Verlag, Stuttgart 1955.
- [16] EDEN, H. und RICHARDSON, E., Acustica 10 [1960], 310.

DIE SCHALLGESCHWINDIGKEIT IM THEOREM DER KORRESPONDIERENDEN ZUSTÄNDE

von W. SCHAAFFS

Mitteilung aus dem Institut für Technische Akustik der Technischen Universität
Berlin-Charlottenburg

Zusammenfassung

Es wird gezeigt, daß sich einige in der Literatur mitgeteilte empirische Beziehungen zwischen der Schallgeschwindigkeit, dem Molekulargewicht, der Verdampfungswärme und der kritischen Temperatur aus Formeln ableiten lassen, die der Verfasser unter Berücksichtigung des Theorems der korrespondierenden Zustände aufgestellt und in der Zeitschrift *Acustica* veröffentlicht hat.

Summary

It is shown that, by the aid of formulae given by the author, it is possible to deduce empirical laws which are found in the literature and which connect the velocity of sound, molecular weight, heat of vaporization and critical temperature. The formulae used for the deductions were established with reference to the theory of corresponding states and are published in *Acustica*.

Sommaire

On montre qu'il est possible de déduire, à l'aide des formules données par l'auteur, des lois empiriques qu'on trouve dans la littérature et qui relient la vitesse sonore, le poids moléculaire, la chaleur de vaporisation et la température critique. Ces formules utilisées pour les déductions furent établies en tenant compte du théorème des états correspondants et publiées dans le journal «*Acustica*».

1. Über die Anwendung des Theorems der korrespondierenden Zustände

Das von VAN DER WAALS im Anschluß an die nach ihm benannte Zustandsgleichung für fluide Medien aufgestellte Theorem der korrespondierenden Zustände besagt, daß Zustandsgrößen verschiedenartiger Stoffe das gleiche Verhalten zeigen, wenn sie in Bruchteilen der entsprechenden Daten des kritischen Zustandes gezählt werden (ausführliche Darstellung zum Beispiel bei [1]). Obwohl das Theorem nicht streng gültig ist, wie die eingehende Prüfung gezeigt hat, ist es doch von großem ordnendem und

heuristischem Wert gewesen und beweist diesen Wert jetzt auch für Ultraschallprobleme.

In mehreren Arbeiten haben der Verfasser [2], [3], [4] und dann in besonders ausführlicher Weise NOSDREV in seinem Buch [5] das Theorem der korrespondierenden Zustände auf molekularakustische Probleme angewendet. Ein charakteristisches Beispiel dafür ist NOSDREVS Satz, daß die arithmetischen Mittel der Schallgeschwindigkeiten auf der Sättigungskurve von flüssigem und gasförmigem Zustand auf einer geraden Linie liegen, die bei der Schallgeschwindigkeit im kritischen Punkt endet. Dieser Satz dient zur Bestimmung der kritischen

Schallgeschwindigkeiten, so daß die etwas schwierige direkte Messung umgangen werden kann. Diese Methodik ist das Analogon zur CAILLETET-MATHIASschen Regel, mit deren Hilfe aus Dichtemessungen bei verschiedenen Temperaturen die kritische Dichte bestimmt wird. Die Kombination dieser beiden Gesetzmäßigkeiten gibt eine entsprechende Aussage über die Schallwiderstände.

Zwei andere Beispiele für die Anwendung des Theorems der korrespondierenden Zustände hat der Verfasser gegeben, indem er aus der PICTET-TROUTONschen Regel über das Verhältnis von Verdampfungswärme und absoluter Siedetemperatur eine Regel über den Sprung der Schallgeschwindigkeit bei der Siedetemperatur ableitete, und indem er weiter die lineare Abnahme der Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten mit der Temperatur mit der GULDBERGSchen Regel über die reduzierte Siedetemperatur in Verbindung brachte. Dabei wurde das Theorem in einer etwas abgeschwächten Form benutzt, indem an Stelle des kritischen Drucks der Atmosphärendruck verwendet wurde. Über die Zusammenhänge der Schallgeschwindigkeit mit der Temperatur, dem Molekulargewicht, der Verdampfungswärme und dem kritischen Zustand sind von anderer Seite rein empirische Regeln angegeben worden. Im folgenden soll gezeigt werden, daß sich diese Regeln in exakterer Form aus den genannten und durch das Theorem der korrespondierenden Zustände geprägten Gesetzmäßigkeiten ableiten lassen.

2. Schallgeschwindigkeit und Verdampfungswärme am normalen Siedepunkt

RAO und PADMINI [6] haben kürzlich auf Grund einer Untersuchung an 45 Flüssigkeiten mitgeteilt, daß die spezifische Verdampfungswärme Q_{si}/M am normalen Siedepunkt eine lineare Funktion des Quadrats der dort in der Flüssigkeit herrschenden (extrapolatorisch bestimmten) Schallgeschwindigkeit u_{fl} sei:

$$\frac{Q_{si}}{M} = \text{const} \cdot u_{fl}^2. \tag{1}$$

Diese Regel folgt aus dem vom Verfasser in [2] angegebenen Sprung der Schallgeschwindigkeit am Siedepunkt. Folgende Formeln sind einander äquivalent:

$$\frac{Q_{si}}{T_{si}} = C \tag{2}$$

und
$$\frac{u_{fl}}{u_g} = q. \tag{3}$$

Die erste Formel ist die PICTET-TROUTONSche Regel über die Verdampfungswärme Q_{si} eines Moles, die zweite gibt den Quotienten q aus den Schallgeschwin-

digkeiten in der flüssigen und der gasförmigen Phase. Bei Anwendung des idealen Gasgesetzes auf die Schallgeschwindigkeit u_g in der Gasphase wird

$$u_{fl} = q u_g = q \sqrt{\frac{\kappa R T_{si}}{M}}. \tag{4}$$

M ist das Molekulargewicht, R die Gaskonstante, κ das Verhältnis der spezifischen Wärmen am Siedepunkt, T_{si} die Siedetemperatur in absolutem Maß. Setzen wir T_{si} aus Gl. (2) in Gl. (4) ein und quadrieren, so ergibt sich

$$\frac{Q_{si}}{M} = \frac{C}{q^2 \kappa R} u_{fl}^2. \tag{5}$$

Die Konstante der Gl. (1) ist daher keine echte Konstante. Da die meisten organischen Flüssigkeiten mehratomig sind, kann für das Verhältnis κ der spezifischen Wärmen im Gaszustand ein mittlerer Wert von 1,2 angesetzt werden. Da die TROUTONSche Konstante $C = 21$ (cal/grd) Mol, der Schallgeschwindigkeitssprung $q \approx 5$ und die Gaskonstante $R = 8,3 \cdot 10^7$ erg/grd ist, ergibt sich aus Gl. (5) der Proportionalitätsfaktor zwischen spezifischer Verdampfungswärme und Schallgeschwindigkeitsquadrat zu

$$\frac{C}{q^2 \kappa R} = 8,4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{cal Mol}}{\text{erg}} = 3,5 \text{ Mol.}$$

3. Zusammenhang zwischen Molekulargewicht und Temperaturkoeffizient der Schallgeschwindigkeit

LAGEMANN, McMILLAN und WOOLF [7] haben angegeben, daß eine rein empirische Beziehung der Form

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_a \sqrt{M} = \text{const} \tag{6}$$

bestände. Als Zahlenwert der Konstanten geben sie $39 \frac{\text{m g}^{1/2}}{\text{s grd}}$ an. Dieser Zahlenwert ist allerdings nur durch die zufällige Auswahl der von ihnen untersuchten Flüssigkeiten bestimmt. Der Index a gibt an, daß der Temperaturkoeffizient der Schallgeschwindigkeit für Atmosphärendruck gilt.

Der wirkliche Zusammenhang folgt aus einer vom Verfasser in [4] abgeleiteten Formel. Danach ist

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_a = K_{si} \frac{u_{fl}}{T_{si}} \text{ mit } K_{si} = \frac{(1/q) \sqrt{G-1}}{G-1}. \tag{7}$$

Neben den schon im vorigen Abschnitt eingeführten Größen ist $G = T_{kr}/T_{si}$ das Verhältnis der kritischen Temperatur zur Siedetemperatur. Nach der GULDBERGSchen Regel ist der Quotient G eine Konstante. In dem Ausdruck G kommt ein durch die zweiten Virialkoeffizienten eines realen Gases etwas ver-

ändertes G zum Ausdruck. Führt man Gl. (4) in Gl. (7) ein und multipliziert mit \sqrt{M} , so ist

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_a \sqrt{M} = (K_{si} q \sqrt{\kappa R}) \frac{1}{\sqrt{T_{si}}}. \quad (8)$$

Der Ausdruck (6) ist also keineswegs eine Konstante. Für organische Flüssigkeiten, die meist im Bereich $300^\circ \text{ abs} < T_{si} < 400^\circ \text{ abs}$ siedend, ist $K_{si} = -1,34$, $q = 5$, $\sqrt{\kappa} \approx \sqrt{1,2} \approx 1,1$, so daß die rechte Seite den Wert

$$\frac{K_{si} q \sqrt{\kappa R}}{\sqrt{T_{si}}} = -34 \text{ bis } -39 \frac{\text{m g}^{1/2}}{\text{s grd}}$$

annimmt. Für tiefsiedende Gase erhält man Werte um -50 herum. An Stelle der Gl. (6) schreibt man besser

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_a \sqrt{M} \sqrt{T_{si}} = K_{si} q \sqrt{\kappa R}. \quad (9)$$

Für ähnlich gebaute und nahe verwandte Stoffe einer chemischen Gruppe mag dann dieser Ausdruck hinreichend konstant und vielleicht auch zur Molekulargewichtsbestimmung brauchbar sein.

4. Die Schallgeschwindigkeit als Funktion der reduzierten Temperatur

NOSDREV (in [5] S. 143 ff.) hat die Frage gestellt, welcher die Schallgeschwindigkeit enthaltende Ausdruck als eindeutige Funktion der reduzierten Temperatur T/T_{kr} darstellbar sei. Er fand empirisch, daß die Gleichung

$$\frac{M u^2}{T_{kr}} = f\left(\frac{T}{T_{kr}}\right) \quad (10)$$

eine Parabel darstellt, deren Scheitelpunkt etwas oberhalb von $T/T_{kr} = 1$ liegt. Aber nur ein Teil der untersuchten Flüssigkeiten ließ sich auf einer einzigen Parabel unterbringen; die verschiedenen Alkohole hatten ihre eigenen Parabeln. Der Parabelcharakter dieser Kurven läßt sich aus Gl. (7) ableiten, wobei man mit dem Experiment in Einklang ist, wenn man den Gültigkeitsbereich bis etwa $T/T_{kr} \approx 0,8$ erweitert. Dann kann man $(\partial u / \partial T)_a$ durch $(u - u_p) / (T_{kr} - T)$ ausdrücken (über die Bedeutung von u_p siehe [4]), T_{si} durch T_{kr}/G ersetzen,

die Vereinfachung $\bar{G} = G$ machen, wieder die Beziehung (4) einführen, und erhält schließlich die Gleichung

$$u - \sqrt{\kappa R T_{kr}} / M = \frac{\sqrt{\bar{G}} - q}{G - 1} \sqrt{\frac{\bar{G} \kappa R}{M T_{kr}}}.$$

Löst man diese Gleichung nach u auf, multipliziert mit \sqrt{M} , dividiert durch $\sqrt{T_{kr}}$ und quadriert den so erhaltenen Ausdruck, so ergibt sich schließlich der gesuchte Zusammenhang zu

$$\frac{M u^2}{T_{kr}} = A \left(\frac{T}{T_{kr}}\right)^2 - B \left(\frac{T}{T_{kr}}\right) + C. \quad (11)$$

Die Faktoren A , B , C sind aber sehr komplizierte Funktionen von κ , q und G und gegen Ungenauigkeiten dieser Größen so empfindlich, daß die Gl. (11) praktisch nicht benutzbar ist. Daher sei auch auf eine Wiedergabe von A , B , C verzichtet. Es ist daher zweckmäßiger, nach Zusammenhängen zwischen der reduzierten Schallgeschwindigkeit und der reduzierten Temperatur in der Form

$$\frac{u}{u_{kr}} = f\left(\frac{T}{T_{kr}}\right)$$

zu suchen, wie es NOSDREV bei seinen weiteren Untersuchungen auch getan hat. Da das Theorem der korrespondierenden Zustände sich eigentlich auf eine statische thermische Zustandsgleichung bezieht, müßte die linke Seite der vorstehenden Gleichung noch mit $\sqrt{\kappa_{kr}/\kappa}$ multipliziert werden. Über den wirklichen Wert des Verhältnisses der spezifischen Wärmen am kritischen Punkt haben wir aber noch kaum eine Kenntnis.

(Eingegangen am 10. Juli 1961.)

Schrifttum

- [1] VAN DER WAALS jr., Artikel in Handbuch der Physik (herausgegeben von GEIGER und SCHEEL) Bd. X, Ziffer 46–58, Verlag J. Springer, Berlin 1926.
- [2] SCHAAFFS, W., Acustica **6** [1956], 382.
- [3] SCHAAFFS, W., Acustica **6** [1956], 387.
- [4] SCHAAFFS, W., Acustica **10** [1960], 160.
- [5] NOSDREV, V. F., Anwendung des Ultraschalls auf die Molekularphysik (russ.), Staatsverlag physikalisch-mathematischer Literatur, Moskau 1958.
- [6] RAO, R. und PADMINI, P. L., Nature, Lond. **187** [1960], 311.
- [7] LAGEMANN, R. T., McMILLAN, D. und WOOLF, W., J. Chem. Phys. **17** [1949], 369.

Measures used in describing the damping of ultrasound

In the literature a number of different measures for the damping are discussed and used by various authors. It is the purpose of this note to give a review of these, together with their definitions, so that comparison between them is made possible. A similar, but less complete compilation has been given by SACERDOTE [1].

We will limit ourselves to the case of small damping, some considerations for the case of high damping are given by ZENER [2].

For derivations of the relations to be stated the known literature of the subject (e. g. [3], [4], [5], [6]) may be consulted. To begin with there is the *loss angle* δ defined as the phase difference between stress and strain which arises out of the damping. If the damping is accounted for by using complex quantities, as is usually done for dielectric losses (see. e. g. BÖTTCHER [7]) the complex velocity of the wave is

$$c = c' - i c'' \quad (i = \sqrt{-1}),$$

and in the case of small damping $c'' \ll c'$.

Then the loss angle will be given by

$$\operatorname{tg} \delta \approx \delta = 2 c''/c'. \quad (1)$$

A second quantity which is particularly used for progressive waves is the *logarithmic decrement* Δ which is defined as the natural logarithm of the ratio of the amplitudes of the wave at a distance λ (=wavelength) apart and this is found to be

$$\Delta = \frac{2 \pi c''}{c'} = \pi \delta. \quad (2)$$

The amplitude of a wave system will, in the presence of damping, decrease exponentially with time, leading to the definition of the *reverberation time* τ as the time in which the amplitude decreases to $1/e$ of its original value.

Then

$$\tau = \frac{c'}{\omega c''} = \frac{2}{\omega \delta}, \quad (3)$$

where $\omega = 2 \pi f$ is the circular frequency of the waves. In engineering terminology a measure often used for the damping is the *specific loss* or *specific damping capacity* $\Delta E/E$. This is defined as the ratio of the energy dissipated per cycle per unit volume to the maximum elastic energy stored in this volume (see e. g. KOLSKY [4]).

For this quantity it may be shown that

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4 \pi c''}{c'} = 2 \pi \delta. \quad (4)$$

Sometimes [8] the damping is treated by analogy with the frictional damping of, e. g., a pendulum's movement, by introducing into the differential equation describing the wave motion a term proportional to the velocity of the vibrating particles of the medium. The coefficient R_m with which this velocity enters into the equation, is called the *mechanical resistance*.

A comparison of the solutions of the original equation and of the one containing R_m leads to

$$R_m = \frac{\omega \Delta}{\pi} = 2 f \Delta. \quad (5)$$

In the case of resonating systems one uses the relative width $\Delta f/f = \Delta \omega/\omega$ of the resonance curve as another measure for the damping. Here $\Delta \omega$ is the difference in frequency between those points on both sides of the maximum A_{\max} of the resonance curve for which the amplitude $A = A_{\max}/\sqrt{2}$.

From this it may be shown that

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\Delta f}{f} = \frac{R_m}{2 \pi f} = \delta. \quad (6)$$

For electrical resonant circuits, where R_m will have the significance of ohmic resistance, the reciprocal of this quantity is called the *quality factor* Q and it is used as a measure of the sharpness of the resonance curve and thus of the damping.

This designation is also often used for ultrasonic vibrations, giving

$$Q = \frac{f}{\Delta f} = \frac{1}{\delta}. \quad (7)$$

The *damping constant* k is defined as the reciprocal of the time in which the amplitude of a wave system diminishes to $1/e$ of its original value and is thus equal to the reciprocal of the reverberation time (see eq. (3)):

$$k = 1/\tau. \quad (8)$$

In the propagation of sound and ultrasound in liquids use is made of the *attenuation coefficient* α (see e. g. [9]) which is defined as the reciprocal of the distance over which a progressive wave diminishes to $1/e$ of its original amplitude. This leads to the relation

$$\alpha = \Delta/\lambda. \quad (9)$$

The *attenuation coefficient per wavelength* n is equal to $\alpha \lambda$ and is thus of equal magnitude as the logarithmic decrement Δ .

In acoustics *decibels* (dB) are often used to express a decay. The decibel is defined as follows: if the original amplitude is s_1 and that after some time, or distance, s_2 then the decay of amplitude is expressed by

$$20 \log_{10} \frac{s_1}{s_2} \text{ dB}.$$

Correspondingly, if the energies are E_1 and E_2 respectively, the decay of the energy is given by

$$10 \log_{10} \frac{E_1}{E_2} \text{ dB}.$$

because the energy is proportional to s^2 .

As was stated above, the amplitude of a wave decreases exponentially both as a function of time and of distance, so that the decay expressed in decibels, is a linear function of time or distance.

Table I.
Relations among different measures of damping.

\times	$\text{tg } \delta \simeq \delta$	Δ	τ	k	D_t	D_l	T	Δf	Q	$\frac{\Delta E}{E}$	α
$\text{tg } \delta \simeq \delta$	\times	$\frac{\Delta}{\pi}$	$\frac{1}{\pi f \tau}$	$\frac{k}{\pi f}$	$\frac{0,115 D_t}{\pi f}$	$\frac{0,115 \lambda D_l}{\pi}$	$\frac{6,91}{\pi f T}$	$\frac{\Delta f}{f}$	$\frac{1}{Q}$	$\frac{1}{2\pi} \frac{\Delta E}{E}$	$\frac{\lambda \alpha}{\pi}$
Δ	$\pi \delta$	\times	$\frac{1}{f \tau}$	$\frac{k}{f}$	$\frac{0,115 D_t}{f}$	$0,115 \lambda D_l$	$\frac{6,91}{f T}$	$\pi \frac{\Delta f}{f}$	$\frac{\pi}{Q}$	$\frac{1}{2} \frac{\Delta E}{E}$	$\lambda \alpha$
τ	$\frac{1}{\pi f \delta}$	$\frac{1}{f \Delta}$	\times	$\frac{1}{k}$	$\frac{8,69}{D_t}$	$\frac{8,69}{c D_l}$	$0,145 T$	$\frac{1}{\pi \Delta f}$	$\frac{Q}{\pi f}$	$\frac{2}{f} \frac{E}{\Delta E}$	$\frac{1}{c \alpha}$
k	$\pi f \delta$	$f \Delta$	$\frac{1}{\tau}$	\times	$0,115 D_t$	$0,115 c D_l$	$\frac{6,91}{T}$	$\pi \Delta f$	$\frac{\pi f}{Q}$	$\frac{f}{2} \frac{\Delta E}{E}$	$c \alpha$
D_t	$8,69 \pi f \delta$	$8,69 f \Delta$	$\frac{8,69}{\tau}$	$8,69 k$	\times	$c D_l$	$\frac{60}{T}$	$8,69 \pi \Delta f$	$\frac{8,69 \pi \Delta f}{Q}$	$4,34 f \frac{\Delta E}{E}$	$8,69 c \alpha$
D_l	$\frac{8,69 \pi \delta}{\lambda}$	$\frac{8,69 \Delta}{\lambda}$	$\frac{8,69}{c \tau}$	$\frac{8,69 k}{c}$	$\frac{D_t}{c}$	\times	$\frac{60}{c T}$	$\frac{8,69 \pi \Delta f}{c}$	$\frac{8,69 \pi}{\lambda Q}$	$\frac{4,34}{\lambda} \frac{\Delta E}{E}$	$8,69 \alpha$
T	$\frac{6,91}{\pi f \delta}$	$\frac{6,91}{f \Delta}$	$6,91 \tau$	$\frac{6,91}{k}$	$\frac{60}{D_t}$	$\frac{60}{c D_l}$	\times	$\frac{6,91}{\pi \Delta f}$	$\frac{6,91 Q}{\pi f}$	$\frac{13,82}{f} \frac{E}{\Delta E}$	$\frac{6,91}{c \alpha}$
Δf	$f \delta$	$f \cdot \frac{\Delta}{\pi}$	$\frac{1}{\pi \tau}$	$\frac{k}{\pi}$	$\frac{0,115 D_t}{\pi}$	$\frac{0,115 c D_l}{\pi}$	$\frac{6,91}{\pi T}$	\times	$\frac{f}{Q}$	$\frac{f}{2\pi} \frac{\Delta E}{E}$	$\frac{c \alpha}{\pi}$
Q	$\frac{1}{\delta}$	$\frac{\pi}{\Delta}$	$\pi f \tau$	$\frac{\pi f}{k}$	$\frac{8,69 \pi f}{D_t}$	$\frac{8,69 \pi}{\lambda D_l}$	$0,145 \pi f T$	$\frac{f}{\Delta f}$	\times	$2\pi \frac{E}{\Delta E}$	$\frac{\pi}{\lambda \alpha}$
$\frac{\Delta E}{E}$	$2\pi \delta$	2Δ	$\frac{2}{f \tau}$	$\frac{2k}{f}$	$\frac{0,23 D_t}{f}$	$0,23 \lambda D_l$	$\frac{13,82}{f T}$	$2\pi \cdot \frac{\Delta f}{f}$	$\frac{2\pi}{Q}$	\times	$2\lambda \alpha$
α	$\frac{\pi \delta}{\lambda}$	$\frac{\Delta}{\lambda}$	$\frac{1}{c \tau}$	$\frac{k}{c}$	$\frac{0,115 D_t}{c}$	$0,115 D_l$	$\frac{6,91}{c T}$	$\frac{\pi \Delta f}{c}$	$\frac{\pi}{Q \lambda}$	$\frac{1}{2\lambda} \frac{\Delta E}{E}$	\times
R_m	$2\pi f \delta$	$2f \Delta$	$\frac{2}{\tau}$	$2k$	$0,23 D_t$	$0,23 c D_l$	$\frac{13,82}{T}$	$2\pi \Delta f$	$\frac{2\pi f}{Q}$	$f \frac{\Delta E}{E}$	$2c \alpha$

This leads to the quantities D_t (in dB s^{-1}) and D_l of its original value. From this we find (in dB cm^{-1}) and it is easily calculated that

$$D_t = 8,69 / \tau, \tag{10}$$

and

$$D_l = 8,69 \Delta / \lambda. \tag{11}$$

In room acoustics use is often made of a *reverberation time* T , which is defined as the time in which the amplitude of the vibrations decreases 60 dB or to 10^{-3}

$T = 6,91 \tau. \tag{12}$
From the above we have 12 measures of damping and 12 relations among them. These relations have been used in compiling the Table I. In this table all relations are given between the different measures in which the damping can be expressed.

Acknowledgement

The author wishes to thank the Board of Directors of N. V. Werkspoor, for permission to publish this letter.

(Received December 30th, 1960.)

P. J. GELLINGS

Laboratory for Materials Research,
N.V. Werkspoor, Amsterdam.
Netherlands

References

- [1] SACERDOTE, C. B., V.D.I. Berichte **8** [1956], 130.
- [2] ZENER, C., J. Appl. Phys. **18** [1947], 1022.

- [3] SKUDRZYK, E., Grundlagen der Akustik, Springer-Verlag, Wien 1954.
- [4] KOLSKY, H., Stress-waves in Solids, Clarendon Press, Oxford 1953.
- [5] NOWICK, A. S., Progress in Metal Physics, Vol. 4, Pergamon, London 1953.
- [6] STEPHENS, R. W. B., Progress in Non-Destructive Testing, Vol. 1, Heywood, London 1958.
- [7] BÖTTCHER, C. J. F., Theory of Electric Polarization, Elsevier, Amsterdam 1951.
- [8] ZENER, C., Phys. Rev. **52** [1937], 230.
- [9] DE GROOT, M. S. and LAMB, J., Trans. Faraday Soc. **51** [1955], 1676.

New Aspects in the Physical Mechanism for Sonic Processing

When ultrasonic waves of high intensity are passed through materials, in some cases the normal processes that would take place are accelerated. In other cases, new effects are brought about which are absent when there is no ultrasonic radiation [1], [2]. It is therefore not surprising that ultrasonic processing has received considerable attention and a new technology, that of sonic and ultrasonic engineering has developed.

Unfortunately, the precise mechanism resulting in these effects is not yet fully understood. In the case of liquids, for the most part, the modern concepts of chemical action brought about by ultrasonic waves are made evident in cavitation-mechanical theory, in cavitation-resonance theory, and in cavitation-photoelectric-chemical theory [3]. However, ultrasonic effects in gaseous media, as for instance drying by airborne sound [4], or the existence of sono-electroluminescence in solid materials [5], are not explainable by cavitation. It is also questionable whether the therapeutic effects of ultrasonic radiation can be explained by cavitation or pseudo-cavitation, since at the frequencies employed and at the therapeutic dosage levels used cavitation cannot be expected. It has been suggested in explanation of these effects that it is the energy absorbed from the ultrasonic waves which are of importance. One of the authors [6] has recently demonstrated that the temperature gradient in the medium irradiated by ultrasonics changes with the acceleration of the field and the authors suggest that this effect might be important in explaining the mechanism of ultrasonic processing.

It may be shown that the temperature gradient associated with the translational part of the sound energy is given by

$$\frac{1}{s} = \frac{2}{3} \frac{a}{R}$$

where a is acceleration, and R is the gas constant.

Taking a sound field excited at a frequency of 200 kc/s and of 1 W/cm² energy, the particle acceleration in air could be $a = 8.5 \cdot 10^8$ cm s⁻². This gives for the temperature gradient of the translational part of the energy, a value of 19 750 deg C/m.

Referred to the complete heat content, this gives a value of 11.86 deg C/mm., and means that there will be

a temperature gradient of $\pm 10^\circ \text{C}$ for each $\frac{1}{2}$ wavelength path.

Furthermore, if account is taken of the fact that in an intense sound field in air the waveform becomes distorted, this will lead to an even higher value of the acceleration.

The authors suggest that this could explain why the drying effect of airborne sound is more effective in the antinodes than in the nodes. It is easy to visualize that the effect mentioned above is not necessarily confined to gaseous media but will hold also for liquids and solids. The latter states of matter will be considered in a later paper. It is interesting to note that for instance TANTILLA [7] dealt with ultrasonically induced quantum transitions in nuclear spin systems and WOLFE [8] claimed that nuclear spin systems can be induced by heat.

References

- [1] BERGMANN, L., Der Ultraschall. S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1954.
- [2] GREGUSS, P., Szonokemia Mernöktovabbkepzo Intezet. Budapest 1956.
- [3] EL'PINER, I. E., Akust. Journ. (USSR) **5** [1959], 133.
- [4] BOUCHER, R. M. G., Ultrasonic News **3** [1959], No. 2, 8-9, 14-16.
- [5] GREGUSS, P. and WEISZBURG, J., Acustica **9** [1959], 183. Acta Physica Acad. Sci. Hung. Tom. Xi. Fasc. 2 185.
- [6] ERDELYI, I., Acta Technica Sci. Hung. Tom. XXVII. Fasc. 1-2. Energi a es Atomtechnika **3** [1961].
- [7] TANTILLA, W. H., J. Acoust. Soc. Amer. **29** [1957], 1248. 1248. Phys. Rev. **109** [1958], 1059.
- [8] WOLFE, H. C., Temperature. Reinhold Publ., New York 1955.

(Received June 9th, 1961.)

P. GREGUSS,
RSRI Ultrasonic Laboratory,
Budapest and
I. ERDELYI
Thermoenergetical Design Bureau,
Budapest.

Bemerkungen zu dem Begriff der „mittleren freien Weglänge“ in der Raumakustik

In der Arbeit „Einfluß von Streuflächen und Hallraumdimensionen auf den gemessenen Schallabsorptionsgrad“ von U. KATH und W. KUHL wurde unter anderem versucht, systematische Fehler von gemessenen Schallabsorptionsgraden durch eine Reihe von Korrekturen zu beheben. Eine wichtige Rolle spielte dabei der Begriff der „mittleren freien Weglänge“ eines Schallstrahls in einem geschlossenen Raum, beziehungsweise Abweichungen von dem allgemein als gültig angesehenen Wert $4V/S$ (V = Raumvolumen, S = Flächeninhalt aller Raumbegrenzungen).

Die nachfolgenden Bemerkungen, von denen angenommen werden darf, daß sie von allgemeinerem Interesse sind, beziehen sich allein auf die „mittlere freie Weglänge“; die nicht damit zusammenhängenden Korrekturen werden dagegen hier nicht besprochen.

1. KATH und KUHL haben zur Korrektur ihrer Meßwerte unter anderem Daten über die „mittlere freie Weglänge“ in quaderförmigen Räumen herangezogen, die von ALLRED und NEWHOUSE (J. Acoust. Soc. Amer. 30 [1958], 1 und 903) mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode gewonnen worden sind. Diese Resultate sind aber nicht einwandfrei, und zwar aus folgendem Grund:

ALLRED und NEWHOUSE gehen aus von einer beliebigen langen Folge von zwischen 0 und 1 liegenden Zufallszahlen. Je drei aufeinanderfolgende derartige Zahlen s_1, s_2, s_3 wurden als die rechtwinkligen Komponenten eines Vektors angesehen, der durch Multiplikation mit $(s_1^2 + s_2^2 + s_3^2)^{-1/2}$ zu einem Einheitsvektor normiert wurde. Dieser Einheitsvektor sollte einen Schallstrahl „zufälliger Richtung“ repräsentieren, der von einem gleichfalls zufällig gewählten Raumpunkt ausgeht und dessen Reflexionen an den verschiedenen Raumwänden rechnerisch verfolgt beziehungsweise abgezählt wurden. Durch Berechnung sehr zahlreicher solcher Schallwege kommen dann ALLRED und NEWHOUSE zu gewissen Angaben über die mittlere Reflexionshäufigkeit von Schallstrahlen und damit über die „mittlere freie Weglänge“.

Sieht man drei solcher Zufallszahlen s_1, s_2, s_3 als rechtwinklige Koordinaten eines Punktes an und denkt sich die Lage dieses Punktes in einem Würfel der Kantenlänge 1 markiert, dann erhält man nach sehr vielen Wiederholungen dieses Prozesses eine ungefähr gleichmäßige Füllung des Würfels mit „Richtungspunkten“, von zufälligen Schwankungen abgesehen. Die oben erwähnte Normierung ist gleichbedeutend mit einer Projektion dieser Punkte auf den Oktanten einer Einheitskugel um den Koordinatenursprung, der dabei auch als Projektionszentrum dient. Die flächenhafte Verteilung der „Richtungspunkte“ auf der Einheitskugel ist aber keineswegs mehr konstant; vielmehr erhält man an gewissen Stellen Anhäufungen von Punkten. So ist die Wahrscheinlichkeit, in Richtung einer vom Ursprung ausgehenden Flächendiagonalen des Würfels einen Richtungspunkt zu finden, etwa 2,8 mal so groß wie die, einen Punkt in Kantenrichtung zu finden (zum Beispiel der x -Richtung); in Richtung der Raumdiagonalen ist diese Wahrscheinlichkeit sogar um einen Faktor 5,2 größer. Mit anderen Worten, die vorausgesetzte Gleichverteilung aller Schallausbreitungsrichtungen (oder ideale Richtungsdiffusität) ist bei der Durchführung des Monte-Carlo-„Versuchs“ nicht nachgebildet worden; statt dessen werden gewisse Schallausbreitungsrichtungen bevorzugt. So kommt es, daß ALLRED und NEWHOUSE zum Beispiel zu dem erstaunlichen Resultat gelangen, daß in einem langen Korridor die Stirnflächen häufiger

von Schallstrahlen getroffen werden, als es ihrem prozentualen Anteil an der Gesamtwandfläche entspricht. Ebenso fragwürdig ist das sich auf die „mittlere freie Weglänge“ beziehende Resultat.

Daß in einem Quaderraum mit den Abmessungen A, B, C die „mittlere freie Weglänge“ bei vorausgesetzter Diffusität genau $4V/S$ beträgt, kann leicht streng gezeigt werden, und zwar folgendermaßen¹:

Man denke sich den Raum durch fortlaufende Spiegelung an seinen Wänden nach allen Richtungen ins Unendliche fortgesetzt. Man erhält dann, senkrecht zu jeder Koordinatenrichtung (die mit den Raumkanten zusammenfallen mögen), je ein System paralleler, gleichabständiger Ebenen mit den gegenseitigen Abständen A , beziehungsweise B , beziehungsweise C . Von einem beliebigen Punkt des Originalraumes gehe ein Schallstrahl aus, dessen Richtung durch die Richtungskosinus $\cos \alpha, \cos \beta$ und $\cos \gamma$ gegeben ist und der die sehr große Gesamtlänge R haben möge. Trifft dieser Strahl auf eine Raumwand, so gelangt er in diesem Bild unter Beibehaltung seiner Richtung in einen „Spiegelraum“ erster oder höherer Ordnung; Reflexion an einer Raumwand ist hier also gleichbedeutend mit dem Durchqueren einer Ebene. — Man sieht leicht ein, daß der Laufweg des Strahls zwischen zwei benachbarten Ebenen senkrecht zur x -Achse $A/\cos \alpha$ beträgt, das heißt auf seinem Gesamtweg R durchquert der Strahl n_x -mal derartige Ebenen mit

$$n_x = \frac{R \cos \alpha}{A},$$

wobei n_x im allgemeinen keine ganze Zahl sein wird. Die auf die Zeiteinheit entfallende Zahl dieser Durchquerungen ist

$$N_x = \frac{c}{A} \cos \alpha,$$

wo c für die Schallgeschwindigkeit steht. — Mittelt man diesen Ausdruck über alle Richtungen, so folgt

$$\bar{N}_x = \frac{c}{2A} = \frac{cBC}{2V}. \quad (1)$$

Entsprechende Formeln gelten für das Durchqueren der anderen Ebenenscharen beziehungsweise für die Reflexionen an den anderen Raumwänden. Die sekundliche Gesamtzahl von Wandreflexionen ist dann

$$\bar{N} = \bar{N}_x + \bar{N}_y + \bar{N}_z = \frac{c}{2V} (BC + AC + AB) = \frac{cS}{4V}, \quad (2)$$

das heißt die „mittlere freie Weglänge“ zwischen zwei Wandreflexionen beträgt im Quaderraum genau $4V/S$. Übrigens sieht man aus Gl. (1), daß die mittlere Häufigkeit von Schallreflexionen an einem einzelnen Wandpaar dessen Fläche genau proportional ist in Übereinstimmung mit den üblichen Annahmen der geometrisch-statistischen Raumakustik. Ein „Formfaktor“ für quaderförmige Hallräume existiert also nicht, zumindest nicht im Geltungsbereich der statistischen Raumakustik.

¹ Bemerkung bei der Korrektur: Die in der gleichen Richtung laufenden Betrachtungen von L. CREMER (Statistische Raumakustik, Stuttgart 1961) waren dem Verfasser bei der Abfassung dieses Briefes noch nicht zugänglich.

2. Nach KATH und KUHLE besteht eine gewisse Unsicherheit darüber, inwieweit die „mittlere freie Weglänge“ durch im Raum aufgehängte Streukörper oder Streuflächen beeinflusst wird. Nun hat KOSTEN (Acustica 10 [1960], 245) neuerdings gezeigt, daß für alle Räume bei gleichmäßiger Schallrichtungsverteilung die „mittlere freie Weglänge“ durch $4V/S$ gegeben ist, unter S die Gesamtfläche aller Raumbegrenzungen verstanden. Da sich die KOSTENSchen Überlegungen ohne Schwierigkeit auch auf Räume mit „Einschlüssen“ übertragen lassen, topologisch gesprochen also auf mehrfach zusammenhängende Gebiete, sind die Oberflächen von

Streuelementen als Raumbegrenzungen aufzufassen und somit in S einzubeziehen. In der Arbeit von KATH und KUHLE ist die Gl. (8 b) also als korrekter anzusehen als Gl. (8 a).

(Da es sich bei $4V/S$ übrigens nur um eine geometrische Größe handelt, was besonders deutlich in KOSTENS Arbeit zum Ausdruck kommt, wäre „mittlerer Durchmesser“ eine angemessenere Bezeichnung als „mittlere freie Weglänge“.)

(Eingegangen am 14. Juli 1961.)

H. KUTTRUFF
III. Physikalisches Institut
der Universität Göttingen

BOOKREVIEWS

Handbuch der Physik — Encyclopedia of Physics. Band XI/Teil 1: Akustik I — Acoustics I. Springer-Verlag Berlin-Göttingen-Heidelberg 1961, 443 Seiten Gr.-8°, 183 Figuren; Ganzleinen DM 128,—.

Die neue Folge des von S. FLÜGGE herausgegebenen Handbuchs der Physik läßt gegenüber der vor einer Generation erschienenen von H. GEIGER und K. SCHEEL redigierten ersten Auflage sehr deutlich erkennen, wie stark heute die Darstellung jedes Gebiets der Physik durch die atomare und molekulare Konstitution der Materie geprägt wird. Diese Art der Darstellung hat auch vor der Akustik nicht halt gemacht. Der vorliegende Band XI/1 läßt in mindestens drei von den insgesamt fünf Kapiteln erkennen, daß eine Molekularakustik entstanden ist, von der in dem vor über 30 Jahren erschienenen Band über Akustik nur allererste Anfänge sichtbar waren. Man braucht kein Prophet zu sein, um die Gewißheit zu haben, daß nach abermals 30 Jahren die in dem vorliegenden Buche behandelten Probleme das ganze Gebiet der Molekularphysik und der Strukturchemie ergriffen haben werden und sich als eine Art von Ultraschallspektroskopie vom Hörbereich bis in das Hyperschallgebiet erstrecken werden. Der vorliegende 1. Teil des Bandes über Akustik gibt, gewissermaßen zur Halbzeit, einen Zwischenbericht aus dieser Entwicklung. Er gliedert sich in 5 Kapitel, die von namhaften Forschern auf den jeweiligen Gebieten geschrieben worden sind.

Das 1. Kapitel „Linear Acoustic Theory“ von P. MORSE und U. INGARD behandelt die Grundbegriffe, bei denen das lineare Kraftgesetz Voraussetzung ist und die Volumenelemente klein gegen die Schallwellenlänge, aber groß im Verhältnis zu den Molekülen und ihren Zwischenräumen sind. Diese Voraussetzungen gelten für die meisten molekularakustischen Untersuchungen. Der erste Abschnitt dieses Kapitels enthält eine Darstellung der Differential- und Integralgleichungen der linearen Akustik. Der zweite Abschnitt behandelt das Verhalten einfacher akustischer Systeme, insbesondere die Reflektion an ebenen Flächen, den Durchtritt des Schalls durch Röhren und Kanäle, die Streuung an Kugeln, Scheiben und in Hohlkörpern und die Schallausbreitung in bewegten und inhomogenen Medien. Der dritte Abschnitt handelt von gekoppelten Systemen. Die Schalldurchlässigkeit verschiedenartiger Membranen und Platten, der Einfluß flexibler Wände und erzwungener Bewegungen wird betrachtet.

Das 2. Kapitel „Schallabsorption und -dispersion in Gasen“ ist von H. KNESER geschrieben. Der einleitende Abschnitt A gibt eine Übersicht über das Gesamtgebiet und erläutert den Unterschied zwischen der meist nur als Viskosität schlechthin bezeichneten Schubviskosität und der durch ihre Relaxationseffekte geprägten Druckviskosität, die in der Literatur unter der Bezeichnung „molekulare Schallabsorption und -dispersion“ bekannt ist. Der Abschnitt B enthält die Theorie dieser Druckviskosität im Rahmen der Mechanik der Kontinua. Zunächst wird die Ausbreitung ungedämpfter ebener Schallwellen in idealen Gasen behandelt. Dann erfolgt die Diskussion des Einflusses von Transport- und Relaxationsphänomenen wie zum Beispiel der Wärmeleitung, Diffusion und Schubviskosität. Im zweiten Teil dieses Abschnitts wird die Anwendung dieser Betrachtungen auf ideale, reale und hochverdünnte Gase besprochen. Im Abschnitt C folgt die kinetische Behandlung der Druckviskosität, bei der die molekularkinetische Bedeutung der Relaxationszeit der inneren Schwingungen und ihres Zusammenhangs mit der mittleren Stoßzeit zwischen den Molekülen herausgearbeitet und auch auf kompliziertere Prozesse mit mehreren Relaxationszeiten ausgedehnt wird. Nach einem kurzen Überblick über die experimentellen Methoden werden in Abschnitt E die Meßergebnisse besprochen, und zwar in der Reihenfolge: Edelgase; zweiatomige Gase wie zum Beispiel Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff; dreiatomige Gase wie zum Beispiel CO_2 , CS_2 , N_2O ; anorganische und organische Dämpfe; Gasmischungen. Das Kapitel schließt in Abschnitt F mit einer Theorie über die Relaxationszeiten, in der die Zahl der Zusammenstöße im Mittelpunkt steht, die ein Quantum innerer Energie überstehen kann, bis es sich in Translationsenergie verwandelt.

Gegenstand des 3. Kapitels, das von K. TAMM geschrieben ist, ist die „Schallabsorption und -dispersion in wäßrigen Elektrolytlösungen“. Die Schallabsorption in Elektrolytlösungen wird durch Relaxationsvorgänge erklärt. Diese haben ihre Ursache in der Wechselwirkung der Elektrolytionen untereinander und mit dem Lösungsmittel. Wegen der nahezu isothermen Schallausbreitung in wäßrigen Lösungen braucht nur die Druckabhängigkeit der Einstellung des Gleichgewichts der Wechselwirkungen diskutiert werden. In Abschnitt B wird eine allgemeine Theorie der Relaxationsabsorption gegeben. Dann werden das Absorptionsspektrum, die Relaxationsfrequenzen

und gewisse Konzentrationsabhängigkeiten besprochen. Die Begegnungs- und Entfernungsvorgänge der Reaktionspartner bestimmen die Geschwindigkeitskonstanten von Teilreaktionen. Abschnitt C enthält eine Übersicht über die experimentellen Methoden. In Abschnitt D werden die vorliegenden Messungen der Absorptionskoeffizienten geordnet, und zwar nach Frequenzabhängigkeit, Konzentrationsabhängigkeit, Einfluß der Art und Wertigkeit der Ionen, und nach dem Einfluß gewisser Fremdzusätze. In Abschnitt E geht es um eine Deutung der Relaxationsabsorption der Elektrolyte als Folge von Dissoziationen über Zwischenstufen. Es werden Ionenreaktionen unter Beteiligung von Protonen und Hydroxylionen und ausführlicher die stufenweisen Dissoziationen von 2,2-wertigen Elektrolyten behandelt.

Das 4. Kapitel „Dispersion and Absorption of Sound Waves in Liquids and Mixtures of Liquids“ stammt aus der Feder von D. SETTE. Der Verfasser beginnt in Abschnitt A mit der Darstellung der klassischen visko-thermischen Theorie der Absorptionskoeffizienten, leitet dann zur Besprechung von Relaxationsprozessen in Flüssigkeiten über, die vornehmlich in thermischen Vorgängen und in der Kompressibilität ihre Ursachen haben, und bespricht die viskoelastische Theorie, in der auch die Scherung eine Rolle spielt. In Teil B werden die Experimente an Flüssigkeiten besprochen und in Verbindung mit der Theorie gebracht. Die dabei verwendete Klassifikation ist: Einatomige Flüssigkeiten wie zum Beispiel verflüssigte Edelgase und Quecksilber; nicht assoziierte Flüssigkeiten mit Relaxationen innerer Schwingungen wie zum Beispiel Benzol, Tetrachlorkohlenstoff und Schwefelkohlenstoff; Flüssigkeiten mit temperaturabhängigen Struktureffekten infolge langsamer Einstellung des chemischen Gleichgewichts zum Beispiel Essigsäure und Äthylacetat; Kompressionsrelaxationen in niedrig viskosen Flüssigkeiten mit druckabhängigen Struktureffekten zum Beispiel in Wasser und Methanol; schließlich hochviskose Flüssigkeiten wie zum Beispiel Glycerin. Es folgt die Behandlung binärer Mischungen. In Teil C wird die molekularkinetische Theorie der Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten gebracht. Dabei handelt es sich um den Zusammenhang zwischen der Schallgeschwindigkeit und der Molekülstruktur, speziell um die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Raumerfüllung der Moleküle und von der Elastizität der Stoßübertragung. Die Additivitätsgesetze zur Berechnung von Schallgeschwindigkeiten, die Zusammenhänge mit den zwischenmolekularen Kräften und eine kurze Behandlung binärer Gemische werden gebracht. Der Inhalt dieses Abschnitts steht mit den übrigen in diesem Band behandelten Problemen nur im losen Zusammenhang. Das für die Schallgeschwindigkeit in organischen Flüssigkeiten schon weitgehend gelöste Problem des Zusammenhangs mit der Molekülstruktur ist für die Absorption zur Zeit noch nicht gelöst.

Das 5. Kapitel „Dispersion and Absorption of Sound in High Polymers“ von W. MASON beschließt das Buch. Hochpolymere liegen in flüssiger, gummiartiger und fester Form vor und bestehen aus Molekülketten und Netzwerken, deren Teile in Schallfeldern mit Relaxationserscheinungen reagieren. Im ersten Abschnitt werden die phänomenologischen Modelle zur Beschreibung des elastischen Verhaltens der Stoffe beziehungsweise der Vorgänge zwischen den Molekülen entwickelt. Dabei wird von elektrischen Ersatzschaltungen Gebrauch gemacht. Da bei Hochpolymeren neben den longitudinalen auch die transversalen

Schallwellen und die entsprechenden elastischen Moduln eine entscheidende Rolle spielen, werden im zweiten Abschnitt die experimentellen Methoden näher beschrieben, speziell die Konstruktionen in Scherung und in Torsion schwingender Quarzkristalle und die Anordnungen zur Messung der Scherimpedanz. Im dritten Abschnitt geht es um die Interpretation von Messungen der Strukturviskosität und der Scherelastizität langer Kettenmoleküle in Lösungen. In Lösungen treten nämlich die spezifischen Eigenschaften des einzelnen hochpolymeren Moleküls deutlicher in Erscheinung. Im vierten Abschnitt werden Messungen an flüssigen Hochpolymeren mitgeteilt. Die Dispersion der Schallgeschwindigkeit ist beträchtlich. Eine ausgedehnte Interpretation der Deutungsmöglichkeiten schließt sich an. Im fünften Abschnitt stehen Messungen an plastischen Gummisorten bei kleinen Deformationen. Im sechsten Abschnitt geht es um die Dispersion der longitudinalen und transversalen Schallgeschwindigkeiten in festen Hochpolymeren. Diese beiden letzten Abschnitte geben nur einen kurzen Einblick in die heute vorliegenden Probleme.

W. SCHAFFS

Körperschall in Gebäuden. Untersuchungen über die Schalldämmung, durchgeführt im Auftrage des Bundesministers für Wohnungsbau. 64 Seiten, 73 Abbildungen, 8 Zahlentafeln, 13,50 DM (Berichte des Beirats für Bauforschung beim Bundesminister für Wohnungsbau, Reihe B, Heft 13). Vertrieb durch Verlag Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin.

Schallschutz von Bauteilen. Untersuchungen und Versuche, durchgeführt im Auftrage des Bundesministers für Wohnungsbau. 126 Seiten, 136 Abbildungen, 16 Zahlentafeln, 19,50 DM (Berichte des Beirats für Bauforschung beim Bundesminister für Wohnungsbau, Reihe B, Heft 14). Vertrieb durch Verlag Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin.

In den Jahren 1952 und 1956 wurden bereits in zwei Heften im Rahmen der „Berichte des Beirats für die Bauforschung“ Aufsätze über schalltechnisch bedeutsame Probleme zusammengefaßt. Inzwischen ist durch Forschungsarbeiten in verschiedenen Instituten und durch Untersuchungen an fertig ausgeführten Bauten der Kenntnisstand auf dem Gebiet der Bauakustik bedeutend erweitert worden. Die Anwendung dieser Ergebnisse hat zu einer bemerkenswerten Verbesserung des Schallschutzes in Bauten beigetragen, außerdem wurde dadurch entscheidende Vorarbeit für die Normung von Schallschutz-Meßverfahren und Meßgeräten und für die Norm-Empfehlung schalltechnisch richtiger Bauweisen geleistet. Diese Untersuchungen wurden zu einem wesentlichen Teil veranlaßt durch den Bundesminister für Wohnungsbau oder entsprechende Länderministerien. In den vorliegenden Heften wird über die Ergebnisse berichtet.

Je besser es gelang, benachbarte Räume bezüglich der direkten Luft- oder Trittschallübertragung voneinander zu trennen, desto mehr gewann die verbleibende Körperschallfortleitung über mehrere Räume oder Geschosse an Interesse. Das Heft „Körperschall in Gebäuden“ enthält folgende Beiträge zu diesem Fragenkomplex:

K. GÖSELE. Zur Körperschallausbreitung in Wohnbauten. Eine Übersicht über den derzeitigen Kenntnisstand.

W. WESTPHAL. Ausbreitung von Körperschall in Gebäuden.

J. RUPPRECHT. Körperschallfortleitung in Mauerwerk.
TH. KRISTEN und H. W. MÜLLER. Bestimmung des dynamischen Elastizitätsmoduls und des Verlustfaktors verbreiteter Baustoffe.

TH. KRISTEN und H. W. MÜLLER. Anwendung und Ergebnisse eines Körperschallmeßverfahrens.

M. HECKL und H. WESTPHAL. Untersuchungen über die Schallängsleitung in Hochhäusern.

TH. KRISTEN und H. W. MÜLLER. Körperschalluntersuchungen an Wohn-Hochhäusern verschiedener Bauarten.

K. GÖSELE. Über das schalltechnische Verhalten von Skelettbauten.

Neben theoretischen Erörterungen über die Grundlagen der Schwingungen von Festkörpern und der Körperschallausbreitung wird unter anderem auf Möglichkeiten zur Verbesserung des Schallschutzes und zur praktischen Durchführung von Körperschallmessungen in Gebäuden hingewiesen.

Zu speziellen Fragen des Schallschutzes, unter anderem dem Einfluß gewisser Parameter auf die Ergebnisse von Schallschutzmessungen, der Entwicklung schalltechnisch richtiger Bauausführungsformen, der Verwendung von Leichtbauteilen und zur Bewertung der Meßergebnisse, wird im Heft „Schallschutz von Bauteilen“ in folgenden Aufsätzen Stellung genommen:

L. CREMER. Der Sinn der Sollkurven.

K. GÖSELE. Zur Abhängigkeit der Trittschallminderung von Fußböden von der verwendeten Deckenart.

TH. KRISTEN, H. W. MÜLLER und R. PALAZY. Schalltechnische Wirkung von schwimmendem Estrich auf verschiedenen Deckenkonstruktionen.

A. EISENBERG. Entwicklung von Prüfverfahren für Dämmschichten unter schwimmenden Estrichen.

H. REIHER, K. GÖSELE und R. JEHLE. Schalltechnische Untersuchungen an Holzbalkendecken.

TH. KRISTEN und H. W. MÜLLER. Schallabstrahlung von Bauteilen bei erhöhter Druckbelastung.

TH. KRISTEN, H. SCHULZE und R. PALAZY. Abhängigkeit des Schallschutzes vom Feuchtigkeitsgehalt der Bauteile.

L. CREMER und M. HECKL. Luftschallübertragung über Lüftungs- und Abgaskanäle.

A. EISENBERG. Über den Einfluß leichter Zwischenschichten auf die Schalldämmung in Wohnbauten.

A. EISENBERG. Die Schalldämmung von Doppelwänden aus Leichtbeton.

H. REIHER, K. GÖSELE und R. JEHLE. Verbesserung des Schallschutzes von Massivdecken durch Vorsatzschalen.

Beide Hefte enthalten eine Fülle von experimentell gewonnenem Werte-Material in Tabellen- und Diagrammform. Sie sind deshalb nicht nur für den Forscher, sondern auch für alle mit akustischen Messungen an Bauten, der akustischen Gebäudeplanung und Entwurfsbeurteilung Betrauten von besonderem Wert.

P. DÄMMIG

«La Musique Antique Grecque expliquée par une conséquence de la théorie psycharithmétique», par R. TANNER, du Centre de Recherches Scientifiques de Marseille. Numéro spécial de la Revue Musicale, No. 248, Paris 1961, Richard-Masse édit., 7 place St-Sulpice, Paris VI^e. Nombre de pages 72, Nombre de gravures 24, Prix: 26 nouveaux francs.

(«Le mode de perception musicale des Grecs de l'Antiquité — Lois de relation entre le langage musical grec et le nôtre — Son inintelligibilité pour nous et sa cause — Possibilité de traduction d'un langage à l'autre et explication des particularités du système musical grec»)

Par «système musical», il faut entendre ici non pas simplement un ensemble d'échelles, gammes, formes sonores objectivement définies, mais, en même temps, une certaine manière subjective d'appréhender les sons, de saisir musicalement leurs relations. Parti d'une analyse de notre système musical actuel, l'auteur a montré qu'il pourrait exister un système musical différent du nôtre quoique basé sur le même principe. Le système musical ainsi déterminé en théorie présente, entre autres particularités caractéristiques, les suivantes: 1) une gamme d'ut majeur comportant quatre bémols; 2) l'ensemble objectif ut — mi bémol — sol jouant le rôle d'accord parfait majeur (et donc jugé «gai» et non pas «triste» par les pratiquants de ce système musical); etc...

L'auteur s'est aperçu ensuite que ce système, loin d'être une simple construction de l'esprit, avait — ou avait eu — une existence réelle, sous forme de la musique antique grecque. En effet, si l'on confronte les particularités du système théorique ci-dessus avec les diverses données connues sur la musique antique grecque, on constate qu'il y a accord entre elles.

Une conséquence remarquable est la possibilité d'une véritable traduction musicale d'un système à l'autre, par inversion mathématique de tous les rapports de fréquence entre notes d'un morceau quelconque. L'auteur donne deux exemples d'inversion de mélodies antiques grecques, à l'audition desquelles nous expérimentons effectivement sur nous-mêmes (au lieu des faux caractères que nous semblons posséder les originaux: manque de cohérence, apparence de mineur au lieu de majeur, défaut de conclusion dans les cadences) une impression de classicisme et un jugement conforme à celui des Grecs pour les originaux.

F. CANAC

F. TRENDELENBURG. Einführung in die Akustik. Dritte umgearbeitete Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg, mit 412 Abbildungen, XII, 551 Seiten, Gr. 8^o. 1961. Preis: Ganzleinen DM 59,60.

Das in Deutschland sehr bekannte und beliebte Lehrbuch ist in der 3. Auflage erschienen. Wir freuen uns dies ankündigen zu können, um so mehr, als wir wissen, daß es dem Verfasser, der in Erlangen eines der größten Forschungsinstitute Deutschlands leitet, nicht leicht gefallen sein wird, die für die gründliche Umarbeitung des Buches notwendige Zeit zu erübrigen.

Das Buch ist gegenüber der 2. Auflage wesentlich erweitert worden. Allein 132 Abbildungen sind hinzugekommen, was beweist, daß der Verfasser seinem ursprünglichen Plan, möglichst anschaulich darzustellen, treu geblieben ist.

Angesprochen wird in erster Linie der junge Physikstudent. Aber auch Ingenieure und Wissenschaftler, die sich nur für ein Spezialgebiet der Akustik interessieren, werden in dem Buch die gesuchte Belehrung, auch in den sehr zahlreichen Literaturhinweisen wertvolle Fingerzeige für ein eingehenderes Studium finden.

Die historische Entwicklung einer Erfindung ist meist besonders liebevoll geschildert. Neue Einfügungen, wie zum Beispiel das Blatt aus dem im Jahre 1802 ge-

schriebenen Buche CHLADNIS mit Beispielen der von ihm entdeckten Klangfiguren, beweisen das Bestreben des Verfassers, dem Leser schon die ersten Ergebnisse einer neuen Forschungsrichtung zu zeigen. So werden oft auch andere Dinge offenbar, wie hier die rührende und doch mit erstem wissenschaftlichem Bemühen verbundene Gewissenhaftigkeit dieses Gelehrten.

Die Stoffaufteilung des Buches ist die alte geblieben. Einem ausführlichen Kapitel über „Grundlagen der Schwingungs- und Wellenlehre“ schließen sich Absätze über „Schallfeldgrößen und ihre Messung“, „Schall-erzeugung“, „Schallausbreitung“, „Schallempfang und Schallaufzeichnung“ und „Schallanalyse, Physikalische Eigenschaften natürlicher Schallvorgänge“ an. Stärker erweitert wurden innerhalb des Abschnittes „Schallausbreitung“ die Kapitel über „Schallgeschwindigkeit“, „Schallabsorption“ und namentlich über „Raum- und

Bauakustik“, Gebiete, auf welchen in den letzten Jahren offenbar stärker gearbeitet worden ist.

In der vorliegenden Neuaufgabe des Buches wird durchgehend das MKSA-Einheitensystem benutzt. Das CGS-System wird daneben zwar auch noch häufig verwendet, es ist jedoch an die zweite Stelle gerückt. Für die Akustik ist diese Entwicklung nur zu begrüßen, denn gerade hier ergibt sich sehr oft — zum Beispiel bei der theoretischen Behandlung der akustischen Wandler — die Notwendigkeit, elektrische Größen in mechanische umzurechnen, bei welchen Aufgaben sich die große Überlegenheit des MKSA-Systems besonders angenehm bemerkbar macht.

Die Ausstattung des Buches ist hervorragend. Es ist sehr zu wünschen, daß auch die vorliegende Auflage des ausgezeichneten Lehrbuches wieder eine recht weite Verbreitung findet.

M. GRÜTZMACHER

MISCELLANEOUS

II. Akustische Konferenz in Budapest

Die ungarische Optische, Akustische und Filmtechnische Gesellschaft veranstaltete vom 19. bis zum 23. Juni 1961 zum zweiten Male eine Akustische Konferenz. Die ungarischen Akustiker trafen sich seit 1955 viermal, alle zwei Jahre abwechselnd zu Kolloquien beziehungsweise Konferenzen zur Bekanntgabe ihrer Ergebnisse. Diesmal waren 50 ausländische Gäste gekommen, aus Dänemark, der Deutschen Bundesrepublik, der Deutschen Demokratischen Republik, Frankreich, Polen, Rumänien und aus der Sowjetunion. Die Teilnehmerzahl war etwa 120, die einheimischen Fachleute einbegriffen.

Von den 50 Vorträgen wurden 19 ungarisch gehalten, die übrigen in fremden Sprachen. Das Thema der Konferenz umfaßte fünf wichtige Problemkreise:

Theorie und Meßmethode der Strahlung von Lautsprechern,
Wirtschaftliche und gesundheitliche Wirkungen des Lärms, Möglichkeiten der Lärmbekämpfung,
Theorie und Meßtechnik der akustischen Schluckstoffe,
Neueste Forschungsergebnisse der stereophonen Aufnahme und Wiedergabe,
Untersuchung der physikalischen Eigenschaften der Sprachlaute.

Die Konferenz wurde von Professor Dr. T. TARNÓCZY eröffnet. Die Themen der einzelnen Vorträge waren folgende:

J. B. SLAVIK — V. CHALUPOVÁ — B. KLIMES — J. TICHY (Prag),

Die akustischen Eigenschaften des Stadions für die II. ganzstaatliche Spartakiade 1960.

J. T. BROCH (Naerum/Kopenhagen),
Precision Sound Level Measurements.

H. G. DIESTEL (Braunschweig),
Zur Kalibrierung von Mikrofonen im diffusen Schallfeld.

W. FASOLD (Dresden),
Flankenwegmessungen in Wohnungsneubauten.

J. FACAORU (Bukarest),
Contributions à l'application des ultrasons au contrôle de la qualité du béton.

I. MAŁECKI — W. PAJEWSKI (Warschau),
Strahlungsimpedanz von Schallquellen beliebiger Gestalt.

D. HUSZTY (Székesfehérvár),
Über die Direktionsfunktion, Strahlungsimpedanz und exakte Synthese von radialsymmetrischen Strahlern mit komplexer Erregung.

A. STAN — M. GRUMAZESCU — L. MATEI (Bukarest),
L'étude de l'atténuation du son par des écrans de dimensions semi-infinies.

A. MLCAK (Prag),
Messung von Lautsprechern und Lautsprecherkombinationen mit mehreren Mikrofonen.

L. FÜSZFÁS — S. KIS — F. UZSOKI (Budapest),
Messung der Verzerrungen durch Lautsprecher mit Infrachall.

L. ANTAL (Székesfehérvár),
Messung der Verzerrungen von Sprungfunktionen durch Lautsprecher.

T. SALAVA (Prag),
Regarding the Question of Transient Response Measurement.

D. GAÁL (Székesfehérvár),
Messung und Berechnung der Harmonischen des Lautsprechers als nichtlineares Schwingungssystem.

S. N. RSCHEWKIN — K. M. IWANOW — SCHITZ (Moskau),
Die Schallabstrahlung von mit Schallabsorbern bedeckten Oberflächen.

K. A. WELISCHANINA (Moskau),
Untersuchung der geschichteten Schallabsorber-Konstruktionen.

E. BADARAU — M. GRUMAZESCU (Bukarest),
Sur les conditions de mesure — en champ diffus — des coefficients d'absorption des matériaux et structures.

E. BADARAU — M. GRUMAZESCU — L. MATEI (Bukarest),
Corrélation entre les coefficients d'absorption mesurés dans un tube et en champ diffus.

M. LUKÁCS — T. TARNÓCZY (Budapest),
Absorptionsmessungen zur Eichung eines kleinen Hallraumes.

E. TÓTH (Budapest),
Die Absorptionskoeffizienten der mit Folien bedeckten porösen Materialien bei tiefen Tönen.

- F. K. SCHRÖDER — K. BERTRAM (Hannover),
Anforderungen an Studio-Regielautsprecher.
- F. KEMENES (Budapest),
Interferenzerscheinungen bei Tonaufnahmen.
- A. TOLK (Adlershof),
Transistoren in der Tonstudioteknik.
- P. SCHUBERT (Berlin),
Zur Formgebung kleiner Studios und Abhörräume.
- R. REICHL (Berlin),
Die Aussteuerungsmessung in der Tonstudioteknik.
- U. SAUER (Berlin),
Bewertung von Geräuschen im Verkehrswesen.
- J. CSÓRÉ (Székesfehérvár),
Messung des Motorgeräusches im freien Feld.
- D. HORVÁTH (Budapest),
Subjektive Untersuchung des Auspufflärms von Diesel-Motoren.
- B. SZÉCHEY (Budapest),
Geräuschmessungen an Eisenbahn-Fahrzeugen.
- L. CZABALAY (Budapest),
Untersuchung des Verkehrsgeräusches in Budapest.
- G. LESSING (Berlin),
Gesundheitsschäden und Unfallgefährdung durch Lärmeinwirkungen im Verkehrswesen.
- I. FÓNAGY (Budapest),
Myographische und akustische Analyse des Druckakzents.
- T. JÁRFÁS — T. TARNÓCZY (Budapest),
Experimentelle Untersuchungen der Richtcharakteristik von Sprachlauten.
- T. TARNÓCZY (Budapest),
Neuere Resultate mit der Sprechchormethode.
- W. TSCHESCHNER (Dresden),
Die Analyse der deutschen Explosivlaute.
- H. MEINEL (Markneukirchen),
Über einige Ergebnisse der Arbeit des Institutes für Musikinstrumentenbau.
- F. KOLMER — J. LEDRER — J. TOMÁS — J. B. SLAVIK — J. TICHY (Prag),
Beitrag zur Problematik der stereophonen dreikanaligen Reproduktion.
- K. BERTRAM (Hannover),
Die Richtungsmischung in der stereophonen Aufnahmetechnik.
- A. ILLÉNYI (Budapest),
Eine Methode zur approximativen Berechnung des stereophonen Schallfeldes.
- L. KEIBS (Berlin),
Möglichkeiten der stereo-ambiophonen Übertragung auf zwei Kanälen.
- G. STEINKE (Berlin),
Einige Probleme der stereophonen Übertragung.
- W. SCHIRMER (Dresden),
Die einohrige Richtcharakteristik des Gehörs und ihre Nachbildung.
- G. JAHN (Berlin),
Über neuere Untersuchungen zu den „missing 6 dB“.
- H. NIESE (Dresden),
Eine Konzeption der Lautstärkebildung bei komplexer Geräuschanregung und ihre meßtechnische Nachbildung.
- A. GÖTZE (Budapest),
Audiometrische Untersuchung der Sprachverständlichkeit in ungarischer Sprache.
- L. FILIPCZYNSKI (Warschau),
Reflexion von Longitudinal-Wellen an einer Kreisscheibe im Festkörper.
- Z. BARÁT (Budapest),
Eine neue Ersatzschaltung elektromechanischer Wandler.
- A. N. KACEROVIC (Moskau),
Normierung der Akustik von Lichtspieltheatern einfacher Form.
- Sz. NEDUSCHICH (Moskau),
Einige physikalische Eigenarten der mit Ultraschall erhaltenen Emulsion des Öl-Wasser Typs.
- H. VOELZ (Berlin),
Frequenzumwandlung mit Dreh-Magnetköpfen.

Während der Konferenz wurden viele neue Freundschaften geschlossen, besonders zwischen den jungen Akustikern. Die Erfolge haben das Organisationskomitee veranlaßt, die Budapester Akustische Konferenz in Zukunft alle drei Jahre unter Wegfall der Kolloquien zu veranstalten. Die nächste Konferenz wird also 1964 stattfinden.

T. TARNÓCZY
Budapest

Preliminary Programme of the Fourth International Congress on Acoustics

Sponsored by the International Commission on Acoustics of the International Union of Pure and Applied Physics under the United Nations Educational, Scientific and Cultural Organization, Copenhagen, August 21–28, 1962.

Organized by the Acoustical Society of Scandinavia through the Acoustical Society of Denmark.

Major Topics of the Copenhagen Congress

Bioacoustics — Physical Acoustics — Noise Control.

Secretariat

The address of the Secretariat is:

Fourth International Congress on Acoustics
Oestervoldgade 10
Copenhagen K
Denmark.

Invited Papers

The morning sessions are reserved for invited papers

of 50 minutes' length. At present the following invited papers are planned:

1. L. L. BERANEK, Cambridge, U.S.A., *Criteria for the Design of Halls for Music.*
2. O. BRANDT, Stockholm, Sweden, *Grades for Sound Insulation in Buildings.*
3. C. CHERRY, London, England, *On Listening With Two Ears.*
4. E. E. DAVID, Murray Hill, U.S.A., *Computer-Catalyzed Speech Research.*
5. E. GRANDJEAN, Zürich, Switzerland, *Biological Effects of Noise.*
6. E. H. JACOBSEN, Schenectady, U.S.A., *Microwave Ultrasonic Investigations of the Solid State.*
7. E. MEYER, Göttingen, Germany, *Neuere Analogien zwischen akustischen und elektromagnetischen Schwingungen und Wellenfeldern.*
(Recent Analogies between Acoustic and Electromagnetic Oscillations and Wavefields.)

8. D. W. ROBINSON, Teddington, England, *Recent Advances in Subjective Acoustics*.
9. L. D. ROSENBERG, Moscow, U.S.S.R., *Effets physiques des ultrasons de haute intensité sur les matières liquides et solides*.
(Physical Effect of High-Intensity Ultrasonic Waves on Fluid or Solid Materials.)
10. J. F. SCHOUTEN, Eindhoven, Netherlands, *On the Perception of Sound and Speech*.
11. R. W. YOUNG, San Diego, U.S.A., *A Decade of Musical Acoustics*.

Announcement of Contributed Papers

The afternoon sessions are reserved for contributed papers of 20 minutes' length, discussion included. Announcement are invited. Papers must be given in English, French, or German. In view of the large number of contributions at previous congresses, ICA regrets that it may be necessary to limit the number of papers accepted for presentation at the Copenhagen Congress. Papers which have already been published cannot be accepted, and preference will be given to new material of scientific interest.

Announcement are accepted until 1 April 1962 by the Secretary of the Congress. The following information is required:

- a) Author's name, profession, and affiliation.
- b) Address (for return of correspondence).
- c) Title of paper.
- d) Summary (of not more than 50 words) in English, French, or German for use in the official programme.

Three copies of this information should be sent to the Secretary of the Congress.

It is planned to publish the manuscripts of all contributed papers before the Congress, and to distribute them to all registrants when they register at the Registration Headquarters in Copenhagen. It is therefore mandatory that authors of contributed papers comply with the following instructions:

The author will, after the announcement of the contributed paper has been received by the Secretary, receive 4 pages (21 × 30 cm) of specially selected manuscript paper which must be used when typing the manuscript. It is possible to type some 1200 words on the 4 pages. If tables or drawings are to be included the text must be reduced accordingly. The manuscript must reach the Secretary not later than June 15th, 1962, otherwise the paper will be cancelled.

Publications

The following publications are planned:

1. The Programme, which will include particulars about the papers, including summaries of the invited and contributed papers, social events, ladies' programme, excursions, etc., will be sent to all registrants on July 10th, 1962.

2. The Congress Report, Part I, which will contain all contributed papers printed from the speaker's manuscript. This report will be distributed to all registrants at the Registration Headquarters in Copenhagen.

3. The Congress Report, Part II, which will contain the invited papers. This report will be printed after the Congress and will be sent to all participants when available.

The Congress Report, Parts I and II, will be on sale

after the Congress. The price will be 200.00 Danish Kroner.

Registration

Intended participation should be announced as soon as possible to the Secretariat of the Congress. Please use the form attached to this preliminary programme. Early registration is requested to facilitate the organization. The programme will not be sent to registrants who register after July 15th, but will be distributed at the Registration Headquarters in Copenhagen.

The registration fee, which will cover attendance at all technical sessions and at the Exhibition, and will include the Congress Report, Parts I and II, is 200 Danish Kroner. The registration fee for accompanying family members, not attending the technical sessions and who will not receive the Congress Report, is 25 Danish Kroner.

Regular students of any academic institution may register as Student Members, without charge, to attend all technical sessions.

The registration fee can be paid to the nearest Official Travel Agency of the Congress: Wagons-Lits/Cook, Thos. Cook and Son, or Dean and Dawson (see the enclosed list of offices), or at the registration desk at the Congress Registration Headquarters in Copenhagen. In order to facilitate the registration in Copenhagen participants are requested to pay in advance.

The Registration Headquarters is in the Congress Building. The Registration Office will open on Monday, August 20th, 1962, at a.m. and will remain open until 9 p.m.

Exhibition

An international exhibition of acoustical measuring instruments, other acoustical equipment, and acoustical materials will be arranged in the Congress Building. Firms who are interested in exhibiting their products are requested not later than April 1, 1962 to contact the Exhibition Office:

Fourth International Congress on Acoustics
Exhibition Office
Onsgaardsvej 1
Hellerup
Denmark.

Speech Communication Seminar,
Stockholm, Sweden
Aug. 29th to Sept. 1st, 1962

A Speech Communication Seminar is planned in Stockholm from August 29th to September 1st, 1962. This meeting, which will be held at the Royal Institute of Technology, has been arranged by the Speech Transmission Laboratory and is sponsored by the Acoustical Society of Sweden, and is intended to supplement The Fourth International Congress on Acoustics in Copenhagen as a postseminar for discussions of the present standing of speech research, in particular speech analysis and synthesis techniques and related topics. Wednesday afternoon of August 29th, and Saturday morning of September 1st will be devoted to open house demonstrations in the Speech Transmission Laboratory. August 30th and 31st will be devoted to formal sessions. Further details may be obtained from Dr. G. FANT, address:

The Speech Transmission Laboratory,
Royal Institute of Technology,
Stockholm 70
Sweden.